Gammaspektren und Wirkungsquerschnitte beim Einfang von 14 MeV-Neutronen in Al^{27} und J^{127}

---

von

Herbert Dinter

aus Nürnberg

1962

1967 № 156

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535718_0052

Gammaspektren und Wirkungsquerschnitte beim Einfang von 14 MeV-Neutronen in Al^{27} und J^{127}

Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich - Alexander - Universität
Erlangen - Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades
vorgelegt von

Herbert Dinter
aus Nürnberg

Erlangen, 1967

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Mai 1967

Dekan: Universitätsprofessor Dr. K. Brodersen
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann
Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. N. Fiebiger

Inhalt

	Seite
1. Einleitung	2
1.1 Begriffsbestimmungen	
2. Theorien der Einfangreaktionen	4
2.1 Statistische Theorie	
2.2 Direkter Einfangprozeß	
2.3 Semidirekter Einfangvorgang	
2.4 Schlußbemerkung	
3. Experiment	23
3.1 Anordnung	
3.2 Messungen	
4. Auswertung der Meßergebnisse	28
4.1 Verarbeitung der Meßdaten (Entfaltung)	
4.2 Berechnung der Geometrie (Nachweiswahrscheinlichkeit)	
5. Diskussion der Ergebnisse	38
5.1 Reaktion $Al^{27}(n,\gamma)Al^{28}$	38
5.11 Meßergebnisse	
5.12 Vergleich mit den Theorien	
5.121 Statistische Theorie	
5.122 Direkter Einfang	
5.123 Semidirekter Einfang	
5.13 Zusammenfassung	
5.2 Reaktion $J^{127}(n,\gamma)J^{128}$	47
5.21 Meßergebnisse	
5.22 Vergleich mit den Theorien	
5.23 Zusammenfassung	
6. Anhänge	50
6.1 Berechnung der mittleren Weglängen durch Target und Kristall	
6.2 Berechnung der Gammaspektren nach den Theorien	
6.21 Statistische Theorie	
6.22 Direkter Einfang	
6.23 Semidirekter Einfang	

Zusammenfassung

Die Gammastrahlung, die beim Einfang von 14 MeV-Neutronen in den Targetkernen Al^{27} und J^{127} entsteht wurde mit einem NaJ-(Tl)-Szintillationszähler gemessen. Aus der Intensität dieser Gammastrahlung im Energiebereich zwischen 14 und 22 MeV wurden die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen bestimmt. Die Gammaspektren dieses Bereiches werden mit den theoretischen Spektren der Statistischen Theorie und den Theorien des direkten und des semidirekten Einfangs verglichen. Die Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit der Theorie des semidirekten Einfangs.

1. Einleitung

Eine Reihe von Arbeitsgruppen haben sich bisher bemüht, den Reaktionsmechanismus beim Einfang ("Strahlungseinfang") schneller Teilchen (mit einer Energie von mehr als einigen MeV) aufzuklären.

Die ersten Experimente auf dem Gebiet des Einfangs schneller Neutronen wurden von Perkin und Mitarbeitern [1]) und von Willie u. Fink [2]) durchgeführt. Mit 14 MeV-Neutronen wurden dabei an einer Reihe von Kernen (n,γ)-Wirkungsquerschnitte gemessen, die fast für alle untersuchten Reaktionen zwischen 0.5 und 2 mb liegen.

Beck[3]) und Lane u. Lynn [4,5]) haben gezeigt, daß diese Werte nicht allein mit der Statistischen Theorie erklärt werden können (siehe Abschn. 2.1) und daß Rechnungen mit einem direkten Reaktionsmechanismus Wirkungsquerschnitte liefern, die den experimentell ermittelten zwar näher kommen als die der Statistischen Theorie, aber immer noch Werte ergeben, die bis zu einem Faktor 10 zu klein sind (siehe Abschn. 2.2).

Die bisher beste Wiedergabe der experimentellen Daten für Teilchenenergien über 10 MeV gelang Brown [6]) und Clement und Mitarbeitern [7]) durch Einführung eines semidirekten Reaktionsmechanismus (siehe Abschn. 2.3).

Gammaspektren von Einfangreaktionen schneller Neutronen wurden zuerst von Cvelbar und Mitarbeitern [8,9]) und von Bergqvist und Mitarbeitern [10]) mit 14 MeV- bzw. 7.4 MeV-Neutronen untersucht. Die Ergebnisse beider Experimente bestätigen die Theorie des semidirekten Einfangs.

Mit sinkender Neutronenenergie verlieren direkter und semidirekter Einfangmechanismus zunehmend an Bedeutung zugunsten von Compoundkern-Prozessen. Gammaspektren von

Einfangreaktionen mit Neutronen zwischen 1 und 4 MeV sind nach Untersuchungen von Lundberg und Starfelt [11]) für Targetkerne bis A = 200 in guter Übereinstimmung mit der Statistischen Theorie.

1.1 Begriffsbestimmungen

Unter "schnellen Teilchen" werden Neutronen (und Protonen) mit einer kinetischen Energie über etwa 1 MeV verstanden; "Einfangprozesse" sollen Kernreaktionen sein, bei denen nur Gammaquanten als sekundäre Teilchen entstehen ((n,γ)-Prozesse; radiative capture).

Der Begriff des "Wirkungsquerschnitts" ist definiert durch die Beziehung

$$\sigma = \frac{N}{T \cdot \Phi} \,, \qquad (1.1)$$

wobei N die Anzahl der bei einer speziellen Reaktion erwarteten Teilchen pro Zeit ist, T die Anzahl der Targetkerne und Φ die Anzahl der Geschoßteilchen pro Zeit und Fläche.

Wendet man diese Definition auf (n,γ) - Prozesse an, d.h. auf den Einfang von Neutronen der kinetischen Energie ε'_n und die Messung der (prompten) Gammastrahlung, so ist

$$\sigma_{n,\gamma}(\varepsilon'_n) = \frac{N_\gamma}{T \cdot \Phi_n} \,. \qquad (1.1a)$$

Dabei ist N_γ die Anzahl der Gammaquanten, die bei der Reaktion entsteht und im Energiebereich $\varepsilon'_n \leq E_\gamma \leq \varepsilon'_n + B_n$ liegt (Begründung in Abschn. 2), Φ_n der Fluß der einfallenden Neutronen und B_n die Bindungsenergie der Neutronen im Endkern.

Unter dem "Spektralen Wirkungsquerschnitt" einer solchen Reaktion soll bei fester Teilchenenergie ε'_n die Beziehung verstanden werden

$$\frac{d\sigma_{n,\gamma}}{dE_\gamma} = f(E_\gamma) \quad \text{mit} \quad \varepsilon'_n \leq E_\gamma \leq \varepsilon'_n + B_n. \tag{1.2}$$

Durch Integration des spektralen Wirkungsquerschnitts zwischen den Grenzen ε'_n und $\varepsilon'_n + B_n$ (Begründung im Abschn. 2) erhält man den Wirkungsquerschnitt der Einfangreaktion für eine bestimmte Teilchenenergie

$$\int_{\varepsilon'_n}^{\varepsilon'_n + B_n} \frac{d\sigma_{n,\gamma}}{dE_\gamma}\, dE_\gamma = \sigma_{n,\gamma}(\varepsilon'_n). \tag{1.3}$$

Erstreckt sich das Integral (1.3) nicht über den gesamten Bereich der Gammaspektrums, von ε'_n bis $\varepsilon'_n + B_n$, so soll von einem "Teil-Wirkungsquerschnitt" der Reaktion gesprochen werden (siehe Abschn. 5.12).

Der Begriff der "Anregungsfunktion" steht wie üblich für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Einschußenergie der Teilchen, z. B.

$$\sigma_{n,\gamma}(\varepsilon'_n) = f(\varepsilon'_n). \tag{1.4}$$

2. Theorien der Einfangreaktionen

Im folgenden soll ein kurzer Überblick über die Grundzüge der Theorien gegeben werden, mit denen Einfangprozesse schneller Teilchen beschrieben werden können. Es wird untersucht, welche spektrale Verteilung der Gammastrahlung bei den verschiedenen Reaktionsmechanismen erwartet wird. Die Ergebnisse werden diskutiert und mit experimentellen Daten verglichen.

2.1 Einfang schneller Teilchen durch Compoundkern-Prozesse

Dringt ein Teilchen in einen Targetkern ein, so kann es mit einer Reihe von Kernnukleonen wechselwirken und dabei seine Energie statistisch auf die Reaktionspartner verteilen. Es entsteht ein neuer Kern (Compoundkern) in einem quasistationären Zustand, dessen Energieinhalt gleich der kinetischen Energie des einfallenden Teilchens (im Schwerpunktsystem) plus seiner Bindungsenergie ist. Dieser Compoundkern hat in dem hochangeregten Zustand eine Lebensdauer von etwa 10^{-15} bis 10^{-18} Sekunden und zerfällt mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in einen bei dieser Anregungsenergie offenen Ausgangskanal.

Der Formalismus der Compoundkern-Theorie [12]) wurde zuerst von Beck [3]) und von Lane u. Lynn [4,5]) auf den Einfang schneller Teilchen angewandt.

Der Wirkungsquerschnitt einer Neutronen-Einfangsreaktion A + n → C → γ + B od. A(n,γ)B läßt sich nach folgender Beziehung bestimmen

$$\sigma_{n,\gamma}(\varepsilon'_n) = \sigma_{n,C}(\varepsilon'_n) \quad \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{total}} \,, \qquad (2.1)$$

wobei $\sigma_{n,C}(\varepsilon'_n)$ der Wirkungsquerschnitt ist für die Bildung des Compoundkerns durch den Neutronen-Eingangskanal und Neutronen der Energie ε'_n und Γ_γ die Partialbreite für den Zerfall des Compoundkerns in den γ- bzw. Neutronen-Ausgangskanal. Den größten Beitrag zu Γ_{total} liefert im allgemeinen die Neutronen-Emissionsbreite (elastisch und inelastisch gestreute Neutronen). Man kann schreiben $\Gamma_{total} = \Gamma_n (1 + x)$ und berechnet statt Γ_{total} nur die Breite Γ_n. Der Beitrag anderer Ausgangskanäle zur gesamten Zerfallsbreite wird durch die Zahl $x<1$ berücksichtigt.

Lane und Lynn [5]) bestimmten die Breiten Γ_γ und Γ_n mit Hilfe des Reziprozitätstheorems, d.h. mit den Wirkungsquerschnitten der "Umkehrreaktionen" $\sigma_{\gamma,c}$ u. $\sigma_{n,c}$

$$\Gamma_\gamma(E^*) = \frac{1}{2\pi\rho_o^c(E^*)} \int_0^{B_n} \frac{2k_\gamma^2}{\pi} \sigma_{\gamma,C}[E^* - E^*(\gamma)]\rho_o^A(E^*(\gamma))\, dE^*(\gamma) \qquad (2.2)$$

$$\Gamma_n(E^*) = \frac{1}{2\pi\rho_o^c(E^*)} \int_0^{E^*-B_n} \frac{2k_n^2}{\pi} \sigma_{n,C}[E^* - E^*(n)]\rho_o^A(E^*(n))\, dE^*(n). \qquad (2.3)$$

Dabei ist (siehe Fig. 2.1)

E^* = Anregungsenergie des Compoundkerns C,

$E^*(i)$ = Anregungsenergie des Endkerns A oder B, nach Emission des Teilchens i (= n oder γ) aus dem Compoundkern,

$\sigma_{i,c}$ = Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundzustandes durch das Teilchen i (= n oder γ),

$\rho_o^x(E^*(i))$ = Niveaudichte des Kerns X bei der Energie $E^*(i)$, (wobei X=A,B,C entspr. Fig. 2.1 ist),

k_i = Wellenzahl des Teilchens i.(=n oder γ)

B_n = Bindungsenergie des Neutrons.

Der Zerfall des Compoundkerns in den γ-Kanal ist allein noch kein Kriterium dafür, daß eine Einfangreaktion vorliegt, denn der γ-Übergang kann zu einem ungebundenen Zustand führen, der durch Teilchenemission weiter zerfällt. Nach der Definition von Abschnitt 1 liegt daher nur dann eine Einfangreaktion vor, wenn der γ-Übergang zu einem gebundenen Zustand führt oder eine γ-Kaskade über einen ungebundenen Zustand vorliegt. Die Integration der Gl.(2.2) erfolgt nur über gebundene Endzustände, da ungebundene nur unbedeutend zum Einfangquerschnitt beitragen ($\Gamma_{\text{Teilchen}} >> \Gamma_\gamma$). (Abschätzung des Beitrags von γ-Kaskaden über ungebundene Zustände siehe Anhang 6.21).

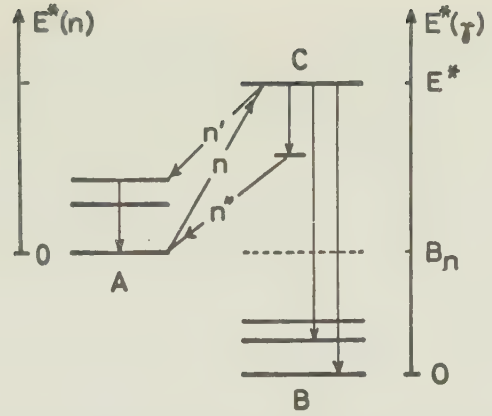

Fig. 2.1 Schema der Reaktion A(n,γ)B nach der Compoundkern-Theorie. Für den Compoundzustand C sind drei Zerfallsmöglichkeiten eingezeichnet: C → γ +B; C → n' + γ +A; C → γ + n'' +A.

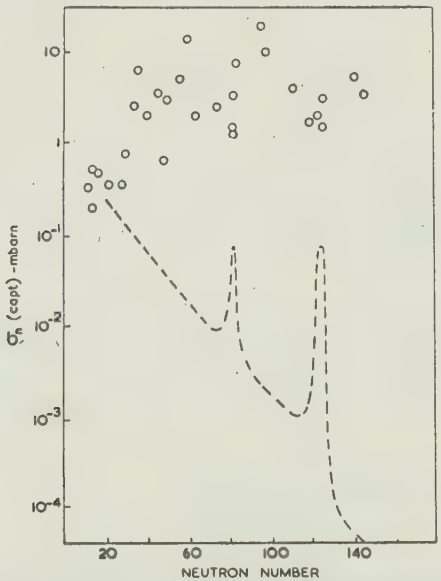

Fig. 2.2 Wirkungsquerschnitt für den Einfang von 14,5 MeV-Neutronen als Funktion der Neutronenzahl des Targetkerns. Die Kurve ist die Vorhersage der Compoundkern-Theorie, berechnet mit der Niveaudichte-Formel von Newton. Die Maxima bei den magischen Neutronenzahlen sind durch die geringen Niveaudichten in diesem Gebiet bedingt. Die Punkte sind die experimentellen Werte von Perkin et al 1). Die Figur ist ref 5) entnommen.

Um die Breiten Γ_γ und Γ_n und damit den Reaktionsquerschnitt zu berechnen, müssen die Niveaudichten ϱ_o (dafür stehen die Formeln von Newton [13]) oder Cameron [14]) zur Verfügung) und die Wirkungsquerschnitte für die Bildung des Compoundkerns $\sigma_{\gamma,C}$ und $\sigma_{n,C}$ bekannt sein.

Den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n,C}$ für die Bildung des Compoundkerns durch den Neutronen-Eingangskanal erhält man nach der Beziehung

$$\sigma_{n,C} = \frac{4\pi}{k_n \cdot K} + \pi R^2, \qquad (2.4)$$

wobei k_n und K die Wellenzahl der Neutronen außerhalb bzw. innerhalb des Kernpotentials ist und R der Kernradius.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma,C}$ kann über die Dipol-Summenregel erhalten werden (wenn man sich auf E 1 - Strahlung beschränkt).

$$\int \sigma_{\gamma,C}\, dE_\gamma = S = \frac{2\pi^2 \hbar e^2}{Mc} \cdot \frac{NZ}{A}\,(1+0.8y). \qquad (2.5)$$

(Die Zahl y berücksichtigt den Anteil der Austauschkräfte). Die spektrale Verteilung von $\sigma_{\gamma,C}$ wird durch die Funktion $E_\gamma \cdot f(E_\gamma)$ simuliert, so daß

$$\sigma_{\gamma,C} = S \cdot E_\gamma f(E_\gamma) \quad \text{mit} \quad \int_0^\infty E_\gamma \cdot f(E_\gamma)\, dE_\gamma = 1. \qquad (2.6)$$

Dabei ist $f(E_\gamma)$ den experimentellen Erfahrungen angepaßt:

$$f(E_\gamma) = \frac{\Gamma / 2\pi E_D}{(E_\gamma - E_D)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}. \qquad (2.7)$$

Die Größen E_D und Γ sind die Energie des Maximums bzw. die Breite der Dipol-Riesenresonanz.

Mit diesen Angaben haben Lane u. Lynn die Integration der Gl.(2.2) und (2.3) für 14.5 MeV-Neutronen durchgeführt und den Wirkungsquerschnitt der Einfangreaktion berechnet [5]. In Fig. 2.2 ist der Verlauf dieses berechneten Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Neutronenzahl des Targetkerns aufgetragen und mit den experimentellen Werten von Perkin et al [1]) verglichen. Man sieht, daß die Größe des berechneten Querschnitts höchstens bei leichten Kernen vergleichbar ist mit der gemessenen. Die Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung steigt mit wachsender Neutronenzahl; bei Kernen in der Gegend der seltenen Erden ($N \approx 100$) beträgt sie bereits 3 Größenordnungen.

Über die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Einschußenergie (Anregungsfunktion) liegen für schnelle Neutronen bisher keine experimentellen Daten vor. Daly u. Shaw [15]) haben einige Einfangreaktionen mit schnellen Protonen in einem weiten Einschußenergie-Bereich untersucht und die Anregungsfunktion mit den Voraussagen der Statistischen Theorie verglichen. Die Figur 2.3 zeigt ihr Ergebnis am Beispiel der Reaktion $Ce^{142}(p,\gamma)Pr^{143}$. Unterhalb 20 MeV Anregungsenergie stimmen theoretischer und experimenteller Verlauf qualitativ überein, aber oberhalb ergeben sich Abweichungen um mehrere Größenordnungen.

Außer mit der Anregungsfunktion kann das Reaktionsmodell noch mit dem Spektrum der γ-Strahlung getestet werden. Der nach dieser Theorie erwartete spektrale Wirkungsquerschnitt ($d\sigma_{n,\gamma}/dE_\gamma = f(E_\gamma)$) ist aus den Gl. (2.1) und (2.2) zu errechnen, denn

$$\left(\frac{d\sigma_{n,\gamma}}{dE_\gamma}\right)_{Stat.Th} = const \cdot \frac{d\Gamma_\gamma}{dE_\gamma} = const \cdot E_\gamma^3 \, \varrho_0(E^*_{(\gamma)}) \qquad (2.8)$$

$$\text{oder} \quad \left(\frac{d\sigma_{n,\gamma}}{dE_\gamma}\right)_{Stat.Th} = const \cdot E_\gamma^3 \cdot e^{2\sqrt{a(E^*-E_\gamma)}}, \qquad (2.8a)$$

wobei $E^* - E^*(\gamma) = E_\gamma$ und unter Verwendung der Niveaudichte-Formel von Newton $\rho(E^*(\gamma)) \approx \text{const} \exp(2\sqrt{aE^*(\gamma)})$ ist. In Fig. 2.4 ist das erwartete γ-Spektrum wiedergegeben. In der Figur sind alle primären γ-Quanten enthalten, die nach Einfang eines Neutrons emittiert werden. Für $E_\gamma > \varepsilon_n$ finden Übergänge zu gebundenen Zuständen statt (siehe Fig. 2.1). Übergänge mit $E_\gamma < \varepsilon'_n$ führen zu ungebundenen Zuständen. Da nach solchen Übergängen die Wahrscheinlichkeit eines zweiten γ-Übergangs sehr viel geringer ist als die Emission eines Teilchens, trägt der Teil des Spektrums mit $E_\gamma < \varepsilon'_n$ vernachlässigbar wenig zu Einfangprozessen bei (Abschätzung des Beitrags siehe Anhang 6.21) Unter dem spektralen Wirkungsquerschnitt soll daher die Größe

$$\frac{d\sigma_{n\gamma}}{d\varepsilon_\gamma} = f(E_\gamma) \quad \text{im Bereich} \quad \varepsilon'_n \leq E_\gamma \leq \varepsilon'_n + B_n$$

verstanden werden. Unterhalb $E_\gamma = \varepsilon'_n$ steigt die Intensität der meßbaren γ-Strahlung wegen der γ-Quanten aus $(n,n'\gamma)$-Reaktionen stark an.

Einfang-Gammaspektren einiger Reaktionen wurden bisher bei Neutronenenergien zwischen 1 und 4 MeV (ref [11]), bei 7,4 MeV (ref [10]) und 14 MeV (ref [8,9]) gemessen. Während bei 4 MeV noch gute Übereinstimmung mit der Compoundkern-Theorie herrscht, wurden bei den beiden letzten Energien starke Abweichungen der gemessenen Spektren von den berechneten gefunden.

Aus den angeführten Beispielen (insbesondere Fig. 2.2 und 2.3) kann geschlossen werden, daß Einfangreaktionen bei einer Teilchenenergie über 10 MeV nicht mehr allein mit dem Compoundkern-Mechanismus erklärt werden können. Der Beitrag von Compoundkern-Reaktionen zum gemessenen Wirkungsquerschnitt ist umso kleiner, je größer die Teilchenenergie und je schwerer der Targetkern ist.

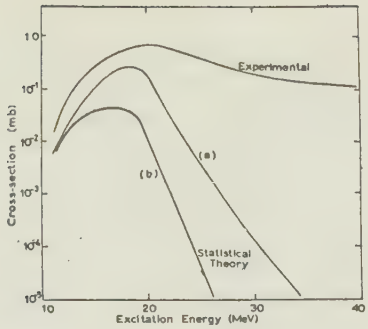

Fig. 2.3 Vergleich der Anregungsfunktion der Reaktion $Ce^{142}(p,\gamma)Pr^{143}$ mit der von der Statistischen Theorie vorausgesagten. Die Kurven (a) und (b) wurden mit der Niveaudichte-Formel von Cameron bzw. Newton berechnet. Die Figur ist ref 15) entnommen.

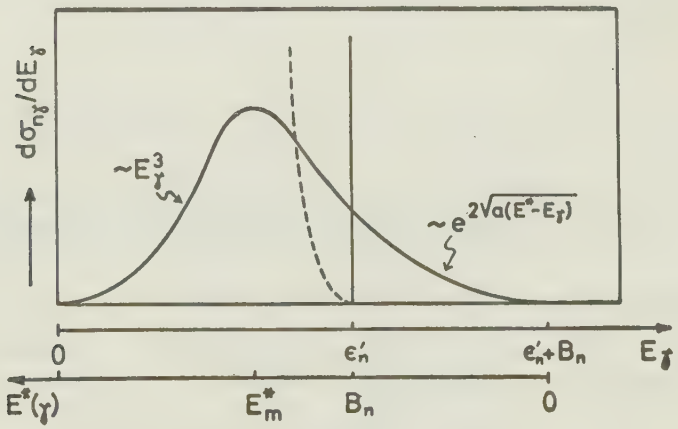

Fig. 2.4 Gamma-Spektrum (primäre Gamma-Strahlung), das nach Absorption von Neutronen und Zerfall des Compoundzustands in den Gamma-Kanal erwartet wird. Nur der Bereich $\epsilon_n' \leq E_\gamma \leq \epsilon_n' + B_n$ liefert einen wesentlichen Beitrag zum (n,γ)-Reaktionsquerschnitt

2.2 Direkter Einfangprozeß

Unter einem direkten Einfangprozeß A(n,γ)B soll ein Vorgang verstanden werden, bei dem der Anfangszustand (Targetkern A im Grundzustand und Teilchen n im ungebundenen Zustand) durch einen einzigen Wechselwirkungsakt in den Endzustand (Teilchen im gebundenen Zustand des Kerns B, das ist Einteilchenzustand von B) übergeht (siehe Fig. 2.5). (Im Gegensatz zur Compoundkern-Reaktion, bei der der Zwischenkern durch mehrere Wechselwirkungsprozesse entsteht). Die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand wird in Form von γ-Strahlung abgegeben.

Der Wirkungsquerschnitt einer solchen Reaktion kann berechnet werden aus den Wahrscheinlichkeiten des Obergangs von Neutronen aus dem Anfangszustand $\varepsilon'_n(l')$ in die verschiedenen Endzustände $\varepsilon_n(l)$. Beschränkt man sich auf Übergänge, bei denen elektrische Dipolstrahlung emittiert wird, so gilt für einen bestimmten Targetkern [5] (mit Kernspin $I = 0$)

$$\sigma_{n,\gamma} = \text{const} \cdot \frac{1}{k'} \sum_{l,l',m} k_\gamma^3 (2l'+1) \left| \langle \Psi_{l,m}(r) | H_{dip} | \Psi_{l',0}(r) \rangle \right|^2 . \quad (2.9)$$

Da der Dipoloperator H_{dip} nur auf das einfallende Teilchen wirkt, können Anfangs- und Endzustand geschrieben werden

Anfangszustand $$\Psi_{l',0}(r) = \psi_{l'}(r)\, Y_{l'0}(\theta,\varphi)$$

Endzustand $$\Psi_{l,m}(r) = u_l(r)\, Y_{l,m}(\theta,\varphi) \quad (2.9a)$$

$$\text{mit} \int_0^\infty (u_l(r)\cdot r)^2 dr = 1 .$$

Dabei sind k' und l' die Wellenzahl bzw. der Bahndrehimpuls des freien Teilchens, während die Drehimpuls-Quantenzahlen l und m den Zustand des Teilchens im Kern B charakterisieren.

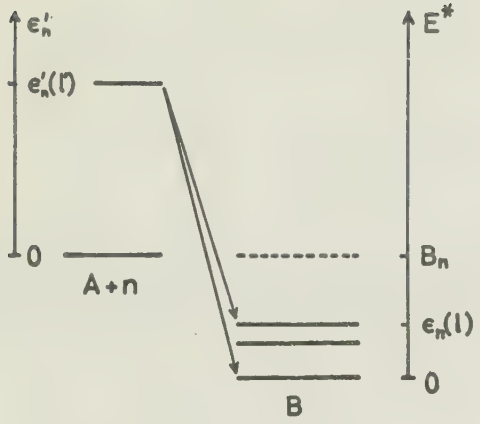

Fig. 2.5 Schema der Reaktion A(n,γ)B nach der Theorie des direkten Einfangs des Neutrons

Unter Beachtung der Vorschriften für die Verkopplung der Drehimpulse l und 1 (vom Teilchen im Endzustand und von der E 1-Strahlung) zu l' (Teilchen im Anfangszustand) kann man die Gl. (2.9) auch schreiben

$$\sigma_{n,\gamma} = \frac{8\pi\bar{e}^2 M}{3k'\hbar^2} \sum_{l,l'} k_\gamma^3 (l+l'+1) \left| \mathcal{J}_{l'l} \right|^2, \qquad (2.10)$$

wobei $\bar{e}$ die effektive Ladung ($\frac{N}{A}$ e für Protonen und - $\frac{Z}{A}$e für Neutronen), M die reduzierte Masse und $I_{l',l}$ das Dipolintegral ist mit der Form

$$\mathcal{J}_{l'l} = \int_0^\infty \psi_{l'}(r)\, u_l(r)\, r^3 dr. \qquad (2.11)$$

Lane u. Lynn [5]) haben dieses Integral für den Einfang von 14 MeV-Neutronen und ein optisches Kastenpotential berechnet. Ihr Ergebnis ist, daß die Beiträge zum Integral mit r<R (R ist der Kernradius) um einen Faktor 3 bis 5 kleiner sind als die mit r>R und daß $I_{l',l}$ nur sehr wenig vom Anregungszustand und vom Bahndrehimpuls des Neutrons im Endkern abhängt. Damit liefert den größten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt der Teil des Matrixelements, der sich über das Gebiet außerhalb des Kernradius erstreckt (Kanaleinfang). In Fig. 2.6 ist wieder für 14 MeV-Neutronen die Abhängigkeit des berechneten Einfangquerschnitts als Funktion der Neutronenzahl des Targetkerns aufgetragen und mit den Messungen von Perkin et al [1]) verglichen. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte bleiben immer noch um den Faktor 3 bis 4 hinter den gemessenen zurück, aber im Gegensatz zur Compoundkern-Theorie wird der Trend richtig wiedergegeben; die Abweichungen von den gemessenen Werten sind über den ganzen Neutronenzahl-Bereich nahezu konstant.

Daly und Mitarbeiter [16]) haben den Formalismus des direkten Einfangs auf Protonen-Einfangreaktionen angewandt. Figur 2.7 zeigt den Vergleich zwischen einer gemessenen Anregungsfunktion und der Vorhersage der Theorie wieder am Beispiel der Reaktion $Ce^{142}(p,\gamma)Pr^{143}$. Man sieht, daß die berechneten Wirkungsquerschnitte über den gesamten Bereich der Einschuß-

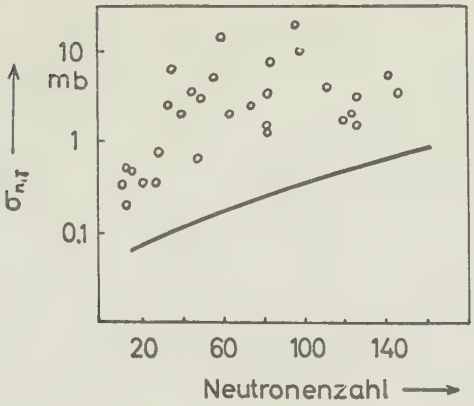

Fig. 2.6 Wirkungsquerschnitt für den Einfang von 14 MeV-Neutronen als Funktion der Neutronenzahl des Targetkerns. Die Kurve ist die Voraussage des direkten Einfangmechanismus. Die Punkte sind die experimentellen Werte von Perkin et al 1).

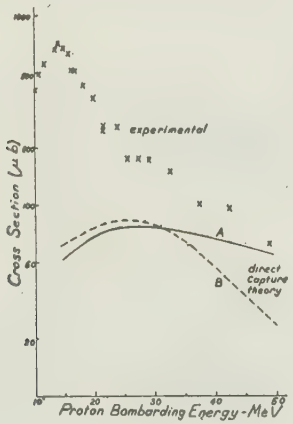

Fig. 2.7 Experimentelle Wirkungsquerschnitte für Protoneneinfang in Ce^{142} im Vergleich mit der Theorie des direkten Einfangs. Den Kurven (a) und (b) liegen verschiedene Parameter des Optischen Potentials zugrunde. Fig. entnommen von ref 16).

energie zu klein sind. Insbesondere versagt die Theorie völlig in der Gegend $\varepsilon'_p \approx 15$ MeV. Eine qualitative Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte kann für $Ce^{142}(p,\gamma)$ erst ab $\varepsilon'_p > 40$ MeV gefunden werden. Für andere Kerne liefern die Experimente ähnliche Formen der Anregungsfunktionen wie die der Fig. 2.7. Je schwerer der Targetkern ist, desto kleiner muß die Einschußenergie der Teilchen sein, um qualitative Übereinstimmung der experimentellen Werte mit den berechneten zu erhalten. (Bei $Bi^{209}(p,\gamma)$ kann Übereinstimmung bereits für $\varepsilon'_p > 25$ MeV werden).

Das γ-Spektrum eines Neutronen-Einfangprozesses, der (bei fester Teilchenenergie) über den direkten Reaktionsmechanismus abläuft, besteht nach den Gl.(2.9) und (2.10) aus Linien bei diskreten γ-Energien im Bereich $\varepsilon'_n \leq E_\gamma \leq \varepsilon'_n + B_n$. Die Intensitäten der Linien sind proportional zu der Größe der Übergangs-Matrixelemente zu den entsprechenden Einteilchen-Zuständen des Endkerns. (Siehe Fig. 2.5) Infolge des endlichen Auflösungsvermögens der Meßapparatur verbreitern und überlappen sich diese Linien und man erwartet ein γ-Spektrum wie es in Figur 2.8 angedeutet ist.

Cvelbar und Mitarbeiter [9]) haben bei ihren Experimenten mit 14 MeV-Neutronen Einfang-γ-Spektren gewonnen, die nach ihrer Struktur mit dem direkten Einfangmechanismus verträglich sind. Der aus den gemessenen Gammaspektren gewonnene Wirkungsquerschnitt ist jedoch um etwa einen Faktor 10 größer als der nach der Theorie des direkten Einfangs berechnete.

Die beschriebenen Experimente legen den Schluß nahe, daß der direkte Teilcheneinfang einen wesentlichen Beitrag zum gemessenen Reaktionsquerschnitt liefert und zwar ist der Beitrag umso größer, je größer die Teilchenenergie über 10 MeV und je schwerer der Targetkern ist. Starke Abweichungen von den experimentellen Werten sind besonders in der Gegend von 15 bis 20 MeV Teilchenenergie zu verzeichnen.

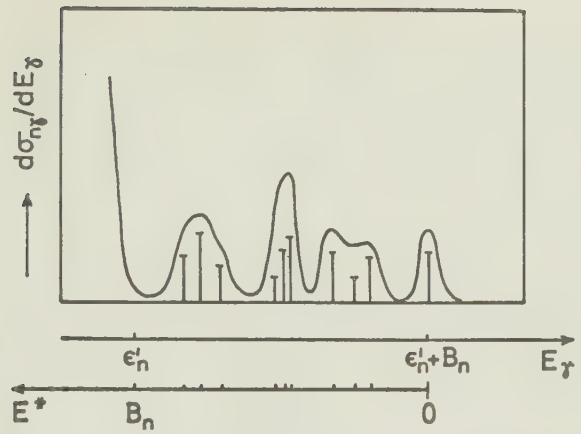

Fig. 2.8 Erwartetes Gamma-Spektrum (schematisch), wenn die Neutronen-Einfangreaktionen nach der direkten Theorie verlaufen. Die Linien im Bereich $\epsilon'_n \leq E_\gamma \leq \epsilon'_n + B_n$ entsprechen Übergängen der Neutronen in gebundene Zustände des Endkerns (siehe Fig. 2.5).

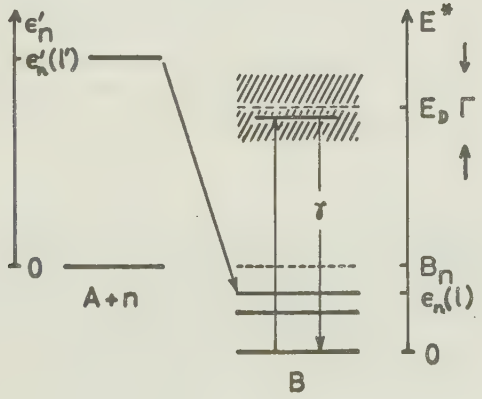

Fig. 2.9 Schema der Reaktion A(n,γ)B nach der Theorie des semidirekten Einfangs des Neutrons. Das ungebundene Neutron der Energie $\epsilon'_n(l')$ wird in einen gebundenen Zustand des Kerns B eingefangen und der Kern in die Riesenresonanz angeregt, von wo aus er durch Emission von elektrischer Dipolstrahlung in den Grundzustand übergeht.

2.3 Kollektiver Einfangvorgang

Die resonanzartige Struktur aller gemessenen Anregungsfunktionen bei einer Teilchenenergie um 10 bis 15 MeV und die Tatsache, daß dieses Phänomen auch nicht durch direkten Einfang beschrieben werden kann legt die Vermutung nahe, daß es sich um einen Einfluß der Riesenresonanz auf den Reaktionsmechanismus handelt.

Brown [6]) und Clement und Mitarbeiter [7]) haben Rechnungen durchgeführt in denen sie den direkten Einfang des einfallenden Teilchens mit der Dipol-Riesenresonanz verkoppelten.

Da zur Dipolschwingung der Riesenresonanz eine gewisse Nullpunktsenergie gehört wenn der Targetkern im Grundzustand ist, wechselwirken die einfallenden Teilchen mit einem Potential,das durch die kollektive Nullpunktsbewegung der Nukleonen leicht deformiert ist. (Das ist keine räumliche Deformation, sondern eine Deformation der Ladungsverteilung). Diese Wechselwirkung kann einen Zwischenzustand hervorrufen, bei dem das einfallende Teilchen in einen gebundenen Zustand übergeht und der Kern zu Kollektivschwingungen angeregt wird, d.h. in diesem Fall in einen Zustand seiner Dipol-Riesenresonanz übergeht. Dieser Zwischenzustand hat zwei Zerfallsmöglichkeiten, die Rückkehr des Teilchens in einen ungebundenen Zustand und die Aussendung von elektrischer Dipolstrahlung (siehe Fig. 2.9)

Clement et al [7]) behandeln das Problem als Störung des direkten Einfangprozesses. Der Störoperator H' bewirkt die Kopplung des Teilchens an die Riesenresonanz, d.h. er enthält einen Anteil, der auf das einfallende Teilchen wirkt und seinen Übergang in einen gebundenen Zustand veranlaßt und einen Anteil, der auf alle Nukleonen des Targetkerns wirkt und die Anregung des Kerns in seinen Dipolzustand bewirkt.

Beim direkten Einfang war das Übergangsmatrixelement Gl.(2.9)

$$\langle \Psi_{l,m}(\underline{r}) | H_{alp} | \Psi_{l',0}(\underline{r}) \rangle \quad \text{mit dem} \qquad (2.12a)$$

Anfangszustand $\Psi_{l',0}(\underline{r}) = \psi_{l'}(r)\, Y_{l',0}(\theta,\varphi)\, \Phi_{00}$ und dem

Endzustand $\Psi_{l,m}(\underline{r}) = u_l(r)\, Y_{l,m}(\theta,\varphi)\, \phi_{00}$,

wobei ϕ_{00} die Wellenfunktion des Targetkerns bei Vernachlässigung des Kernspins ist.

Nach der Störungstheorie werden durch den Störoperator H' die Anfangs- und Endzustände geändert. Der Anfangszustand $\Psi_{l',0}(\underline{r})$ geht über in

$$\Psi_{l',0} + \sum_{l,m} \frac{\langle \phi_{1,-m} u_l Y_{l,m} | H' | \psi_{l'} Y_{l',0} \phi_{00} \rangle}{(E_1 + \varepsilon(l)) - (E_0 + \varepsilon'(l'))}\, u_l Y_{l,m} \phi_{1,-m} \,, \qquad (2.12)$$

wobei E_0 und $\varepsilon'(l')$ die Energien des Targetkerns bzw. des Teilchens im Anfangszustand sind und E_1 und $\varepsilon(l)$ im Endzustand.

Für den Energienenner gilt

$$(E_1 + \varepsilon(l)) - (E_0 + \varepsilon'(l')) = E_\gamma + \varepsilon(l) - \varepsilon'(l') = B_n \approx 7 \text{ MeV}.$$

Beim Störglied des Endzustands tritt ein Nenner auf der Größe

$$(E_1 + \varepsilon'(l')) - (E_0 + \varepsilon(l)) = E_\gamma + \varepsilon'(l') - \varepsilon(l) = 2E_\gamma - B_n \approx 23 \text{ MeV}$$

(mit $E_\gamma = 15$ MeV).
Das bedeutet, daß die Störung des Endzustands sehr viel kleiner ist als die des Anfangszustands und deshalb vernachlässigt werden kann.

Durch die Störung des Anfangszustandes ändert sich das Obergangs-Matrixelement des direkten Einfangs

$$\langle \Psi_{l,m} | H_{dip} | \Psi_{l',0} \rangle \longrightarrow$$

$$\langle \Psi_{l,m} | H_{dip} | \Psi_{l',0} \rangle + \frac{\langle \phi_{1,-m} u_l Y_{l,m} | H' | \psi_{l'} Y_{l',0} \phi_{00} \rangle}{E_\gamma + \varepsilon(l) - \varepsilon'(l')} \langle \phi_{00} | H_{dip} | \phi_{1,-m} \rangle . \qquad (2.13)$$

Das heißt, daß sich der Wirkungsquerschnitt aus zwei Anteilen zusammensetzt, von denen der eine der bekannte Querschnitt des direkten Einfangs ist und der andere vom "kollektiven Einfangmechanismus" herrührt.

$$\sigma_{n,\gamma} = \sigma_{dir} + \sigma_{coll} . \qquad (2.14)$$

Das Matrixelement (2.13) und damit der Wirkungsquerschnitt des kollektiven Einfangs kann berechnet werden [7,17]. Der Energienenner von Gl.(2.13) bewirkt eine Resonanzstruktur von σ_{coll} und man kann schreiben

$$\sigma_{coll} = \frac{\pi}{k'^2} \sum_{l,l'} (2l'+1) \frac{\Gamma_{in} \Gamma_\gamma}{(\varepsilon'(l') - \varepsilon_R)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} , \qquad (2.15)$$

wobei

$$\varepsilon_R = \varepsilon(l) + E_\gamma ,$$

$$\Gamma_\gamma = \frac{4}{3} \left(\frac{NZ}{A}\right)^2 e^2 k_\gamma^2 \, |\langle \eta_z \rangle|^2 \quad \text{und} \qquad (2.15a)$$

$$\Gamma_{in} = \frac{M k'}{2\hbar^2} \left(\frac{NZ}{A}\right)^2 V_1^2 \, \frac{l+l'+1}{2l'+1} \, |\langle \eta_z \rangle|^2 \times$$

$$\times \left| \int u_l(r) r^2 \cdot \frac{1}{V} \frac{dV}{dr} \, \psi_{l'}(r) \, dr \right|^2 .$$

Dabei gehören die gestrichenen Größen wieder zum Teilchen im ungebundenen Zustand und die ungestrichenen zum gebundenen Teilchen. Die Größe $|\langle \eta_z \rangle|$ ist das Matrixelement des Dipoloperators zwischen dem Grundzustand und den Dipolzuständen. Es kann mit Hilfe der Dipol-Summenregel angegeben werden. Die Größe v_1 ist der Isospinanteil des optischen Potentials.

Nach den Gl.(2.15) und (2.15a) ist der kollektive Anteil des Wirkungsquerschnitts proportional zum direkten Anteil. Man kann deshalb mit Gl.(2.14) schreiben

$$\sigma_{sd} = \sigma_{dir}\,(1+A), \qquad (2.16)$$

wobei die Größe A (≥0) die Resonanzstruktur von σ_{coll} enthält. (sd = semidirekt s.u.)

Für das Beispiel der Reaktion $Ce^{142}(p,\gamma)Pr^{143}$ haben Clement und Mitarbeiter [17]) die Anregungsfunktion mit diesem Reaktionsmodell berechnet (siehe Fig. 2.10). Über den gesamten gemessenen Energiebereich ist der berechnete Wirkungsquerschnitt noch etwas zu klein, aber der Verlauf der Messung über 10 MeV Protonenenergie wird qualitativ gut durch eine Summation des kollektiven und direkten Anteils des Wirkungsquerschnitts wiedergegeben. Eine Berücksichtigung von Interferenzen zwischen beiden könnte die Übereinstimmung von Rechnung und Messung noch verbessern.

Brown kommt mit diesem Reaktionsmechanismus [6]) zu ähnlichen Ergebnissen (siehe Anhang 6.23). Er gebraucht den Ausdruck "semidirekter Einfang" für den "kollektiven plus direkten Einfangvorgang".

Das nach diesem Modell erwartete Gammaspektrum einer Einfangreaktion besitzt damit nach Gl.(2.16) die gleiche Struktur wie das des direkten Einfangs. Die Größe A hat nach Gl.(2.15) und (6.8) einen Resonanznenner, der seinen kleinsten Wert bei $E_\gamma = E_D$ hat, wobei E_D die Energie des Maximums der Dipolriesenresonanz ist. Das heißt, die Größe A bedingt eine Vergrößerung der Gammaintensität, die nach der direkten Theorie berechnet wurde und die je nach dem Wert $|E_\gamma - E_D|$ einen Faktor zwischen 1 und 10 betragen kann (siehe Fig.2.11).

Bei Berücksichtigung des kollektiven Beitrags zum Gammaspektrum stimmen die Rechnungen mit den experimentellen Gammaspektren

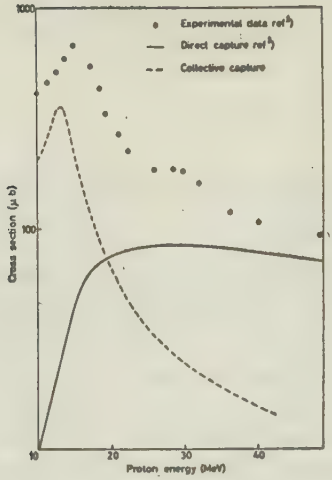

Fig 2.10 Vergleich der Anregungsfunktion der Reaktion $Ce^{142}(p,\gamma)Pr^{143}$ mit den theoretischen Kurven des direkten und kollektiven Einfangs. Die Figur ist ref [17]) entnommen.

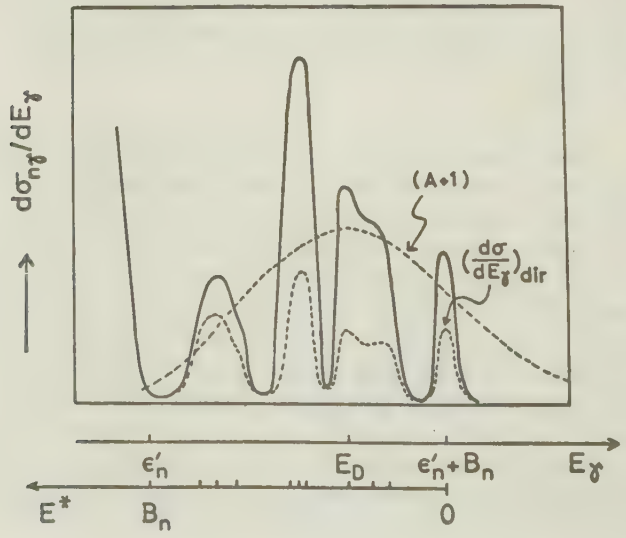

Fig. 2.11 Erwartetes Gamma-Spektrum (schematisch), wenn die Neutronen-Einfangreaktionen nach der semidirekten (= direkten plus kollektiven) Theorie verlaufen. Das Spektrum setzt sich multiplikativ aus den Anteilen $(d\sigma/dE_\gamma)_{dir}$ und (1 + A) zusammen, wobei die Größe A eine Resonanzstruktur besitzt mit dem Maximum bei E_D.

von Cvelbar und Mitarbeitern [9]) qualitativ überein. Auch hier liegen die gemessenen Werte noch etwas über den berechneten.

2.4 Schlußbemerkung

In einer neueren Arbeit von Gutfreund und Rakavy [18]) werden die Rechnungen von Daly und Mitarbeitern [16]) hinsichtlich der Bedeutung des direkten Einfangmechanismus bei (p,γ) - Reaktionen mit Protonenenergien über 20 MeV bestätigt. Gleichzeitig wird aber festgestellt, daß der Verlauf des berechneten Wirkungsquerschnitts unterhalb 20 MeV sehr empfindlich ist auf die Variation der Parameter des optischen Potentials. Bei geeigneter Wahl dieser Parameter erhalten die Autoren Wirkungsquerschnitte die in der richtigen Größenordnung liegen und eine Anregungsfunktion, die die Resonanzstruktur der Messung bei alleiniger Anwendung des direkten Einfangmechanismus wiedergibt.

Das heißt, daß die Größe der Wirkungsquerschnitte und ihre Abhängigkeit von der Teilchenenergie noch nicht eindeutig sind für ein Reaktionsmodell.

3. Experiment

Zur Messung der Einfang-Gammastrahlung der Reaktionen
$Al^{27}(n,\gamma)Al^{28}$ und $J^{127}(n,\gamma)J^{128}$
wurde die im folgenden Abschnitt beschriebene Apparatur verwendet.

3.1 Anordnung

Die Erzeugung der Neutronen [19]) erfolgte mit der Reaktion $H^3(d,n)He^4$. Die Energie der Neutronen war $\varepsilon'_n = 14.13 \pm 0.03$ MeV. (Dieser Angabe liegt der Wert Q = 17.588 MeV zugrunde [20])).

Der Neutronenfluß wurde mit einem Plastic-ZnS(Ag)-Szintillator (nach Hornyak) gemessen. Seine Nachweiswahrscheinlichkeit für 14 MeV-Neutronen wurde mit den α-Teilchen der Reaktion und einem Halbleiterzähler bestimmt (Methode der assoziierten Teilchen).

Die Anordnung (siehe Fig. 3.1) wurde so gewählt, daß eine einfache Berechnung der geometrieabhängigen Größen (Nachweiswahrscheinlichkeit etc.) möglich ist (siehe Abschn. 4.2). Das Target befand sich in einem Abstand von 1.20 m von der Neutronenquelle. Es bestand aus 0,55 kg Aluminium, bzw. 1,60 kg Jod und war in Form von Würfeln mit einer Kantenlänge von 9 cm verpackt. Die Einfang-Gammastrahlung wurde unmittelbar hinter dem jeweiligen Targetwürfel, senkrecht zum Neutronenstrahl mit einem 12,7 x 12,7 cm NaJ(Tl)-Szintillationszähler gemessen. Dieser Zähler war gegen direkte Neutronen aus der Quelle durch Blei und Paraffin abgeschirmt.

Nach der Gl.(1.2) sind bei Verwendung der Targetkerne Al^{27} (B_n = 7.72 MeV) und J^{127} (B_n = 6.71 MeV) (beide Werte nach ref [20]) und Neutronen der Energie 14 MeV die Eingang-Gammaspektren im Bereich von ungefähr 14 bis 22 MeV zu beobachten. Die Impulshöhen-Verteilungen der Gammastrahlung dieses Energiebereiches wurden mit einem Vielkanalanalysator aufgenommen.

Bei der Energie E_γ = 4,43 MeV lieferte der Szintillationszähler ein Impulsspektrum, dessen Totalabsorptionslinie eine Halbwertsbreite von 6 % der einfallenden Energie betrug. Bei Gammaenergien zwischen 14 und 22 MeV sind die 3 Linien des Impulsspektrums (Fotolinie, Escapelinie I und II) nicht mehr getrennt. Die Halbwertsbreite Δh des Maximums der Impulshöhen-Verteilung steigt für E_γ zwischen 14 und 22 MeV von 1,5 bis 2 MeV (bei idealer Auflösung wäre sie 1,02 MeV), das heißt, das "Auflösungsvermögen" $\frac{\Delta h}{ho}$ ist in diesem Bereich ungefähr 11 % (siehe Fig. 3.2).

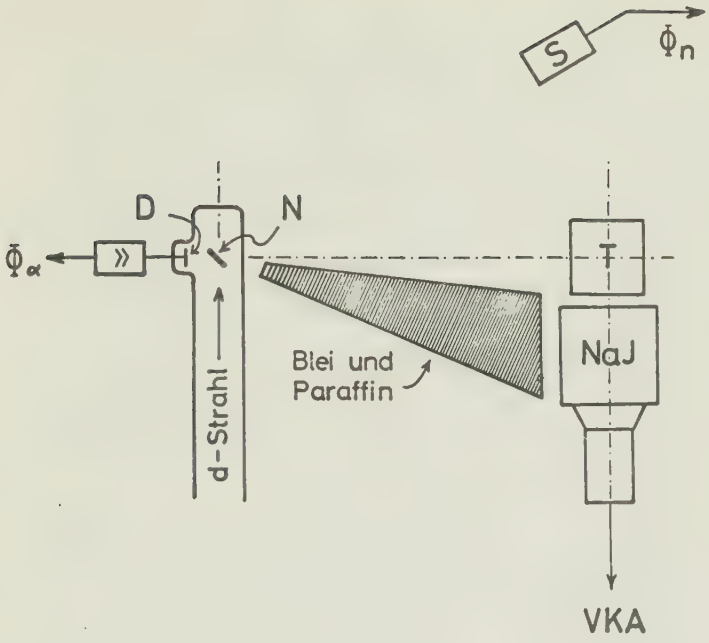

Fig. 3.1 Experimentelle Anordnung
N = Neutronenquelle (H^3-Target)
D = Halbleiterzähler für α-Teilchen
T = Targetmaterial
S = Szintillationszähler für Neutronen
VKA = Vielkanalanalysator

Da die Anzahl der Gammaquanten unterhalb 14 MeV sehr viel größer ist als die darüber, besteht die Gefahr, daß das Spektrum der gemessenen Impulse durch pile up kleinerer Impulse bereits im Detektor verfälscht wird. Damit die Beimischung von pile up-Impulsen zum Spektrum über $h \triangleq 14$ MeV möglichst gering ist, wurde darauf geachtet, daß die integrale Zählrate ($E_\gamma > 50$ keV), die der Szintillationszähler zu verarbeiten hatte kleiner war als 10^4 pro Sekunde. Das wurde erreicht, wenn der Neutronenfluß an der Eintrittsseite des Targets 10^2 Neutronen pro cm^2 und Sekunde nicht überschritt. Um definierte Verhältnisse bei der Korrektion des pile up-Einflusses zu haben, wurde auf Konstanz des Neutronenflusses geachtet. (Die Größe des pile up-Effekts nimmt in erster Näherung quadratisch mit der integralen Gammazählrate und damit quadratisch mit dem Neutronenfluß zu). Seine Schwankungen waren während der gesamten Meßzeit kleiner als 20 % vom oben genannten Wert.

Die Linearität der Anordnung wurde bei verschiedenen Energien im beobachteten Energiebereich mit Gammastrahlung von Kernreaktionen geprüft (siehe Abschn. 3.2). Die Abweichungen waren kleiner als 1.5%.

3.2 Messungen

Mit dieser Anordnung wurden für jede der Reaktionen $Al^{27}(n,\gamma)$ und $J^{127}(n,\gamma)$ und für die Bestimmung des Untergrundes je 40 Einzelmessungen zu je 10 Stunden durchgeführt. Zwischen jeder Einzelmessung wurde die Apparatur mit der 4.43 MeV-Linie eines Pb^{210}-Be-Präparates geeicht. Die beobachteten Verstärkungsschwankungen waren kleiner als 2 % pro 10 Stunden.

Um die Impulsspektren dieser Messungen entfalten zu können (siehe Abschn. 4.1) und um die Linearität und das Auflösungsvermögen der Apparatur festzustellen, wurden mit der gleichen Zählergeometrie die Impulshöhen-Verteilungen von Gammaenergien einiger Kernreaktionen gemessen. Am geeignetsten

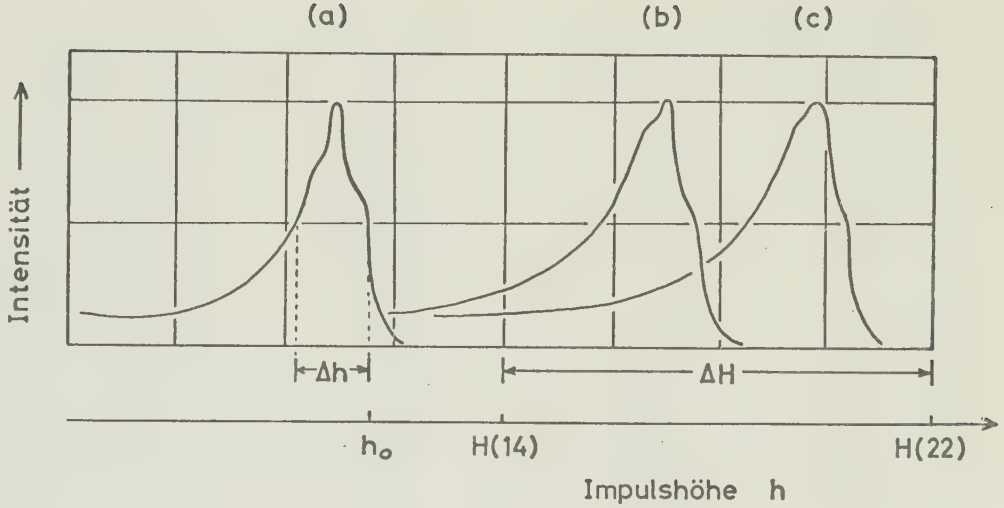

Fig. 3.2 Typische Impulsspektren, aufgenommen mit der beschriebenen Apparatur.
(a) E_γ = 11.68 MeV; (b) E_γ = 17,64 MeV; (c) E_γ = 20.3 MeV.
Das "Auflösungsvermögen" sei definiert als Verhältnis $\Delta h/h_o$; ΔH ist der Impulshöhenbereich, der bei der Spektroskopie der Einfang-Gammastrahlung verwendet wurde. H(14) ist die Impulshöhe, die der Gamma-Energie 14 MeV entspricht (entspr. H(22)).

waren folgende Reaktionen und Energien:

$B^{11}(p,\gamma)C^{12}$	E_γ = 4.43 MeV und 11.68 MeV,
$Li^{7}(p,\gamma)Be^{8}$	E_γ = 17,64 MeV und
$H^{3}(p,\gamma)He^{4}$	E_γ = 20.3 MeV.

Die Fig. 3.2 zeigt die normierten Impulsspektren der drei hochenergetischen Gammaenergien.

4. Auswertung der Meßergebnisse

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n\gamma}$ einer Neutronen-Einfangreaktion ist nach Gl. (1,1a) definiert durch

$$\sigma_{n,\gamma}(E'_n) = \frac{N_\gamma}{T \cdot \phi_n} , \qquad (1.1)$$

wobei N_γ die Anzahl der Gammaquanten im Energiebereich $\varepsilon^0_n \leq E_\gamma \leq \varepsilon^0_n + B_n$ ist, die bei der Reaktion pro Zeiteinheit entstehen, T die Anzahl der Targetkerne und ϕ_n der Fluß der Neutronen.

Der spektrale Wirkungsquerschnitt einer Neutronen-Einfangreaktion bei fester Neutronenenergie ist deshalb

$$\frac{d\sigma_{n,\gamma}}{dE_\gamma} = \frac{N(E_\gamma)\,dE_\gamma}{k \cdot \phi_n \cdot J(E_\gamma)\,dE_\gamma} . \qquad (4.1)$$

Dabei ist

$N(E_\gamma)dE_\gamma$ die Zählrate der gemessenen Gammaquanten im Energieintervall $E_\gamma .. E_\gamma + dE_\gamma$ (siehe Abschn. 4.1) und

$I(E_\gamma)$ ein Integral, das von E_γ abhängt und alle geometrieabhängigen Größen (Raumwinkel, Nachweiswahrscheinlichkeit im Kristall und Nichtabsorptionswahrscheinlichkeit im Target) umfaßt (siehe Abschn. 4.2) und

$k = T/V$, die Anzahl der Targetkerne pro Volumen.

Die Ermittelung des Einfang-Gammaspektrums aus den Messungen setzt die Kenntnis dieser beiden Größen voraus.

4.1 Verarbeitung der Meßdaten zur Ermittelung von $N(E_\gamma)dE_\gamma$

Die Impulsspektren der Einzelmessungen (siehe Abschn. 3.2) wurden hinsichtlich Verstärkungsschwankungen korrigiert, addiert und auf gleichen Neutronenfluß und gleiche Meßzeit normiert. Dann wurde der Untergrund abgezogen und pile up-Effekt und Totzeitverluste berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in den Figuren 4.1 und 4.2 dargestellt.

Um aus diesen Impulshöhen-Verteilungen die Größe $N(E_\gamma)dE_\gamma$ zu erhalten, müssen die Meßergebnisse "entfaltet" werden. Die gemessene Zählrate der Impulse M(h)dh im Größenintervall h...h + dh setzt sich zusammen aus Beiträgen von allen Impulsspektren der Gammaenergien und -intensitäten, die an diesem Größenintervall einen Anteil haben

$$M(h)dh = dh \int f(h, E_\gamma)\, N(E_\gamma)\, dE_\gamma . \qquad (4.2)$$

Dabei gibt die Ansprechfunktion $f(h,E_\gamma)$ für eine feste Gammaenergie die normierte Impulshöhen-Verteilung dieser Energie an. Das Entfaltungsproblem ist nun die Ermittelung des Spektrums der Gammaintensitäten $N(E_\gamma)dE_\gamma$ aus dem gemessenen Impulsspektrum M(h)dh.

Bei Verwendung eines Vielkanalanalysators geht Gl. (4.2) in eine Summe über und die Aufgabe besteht in der Lösung eines Systems linearer Gleichungen. Die Ansprechfunktion wird dabei zur Koeffizientenmatrix (Entfaltungsmatrix), die wegen ihrer Abhängigkeit von Geometrie und Kristallgröße für jede Anordnung experimentell ermittelt werden muß.

Zu diesem Zweck wurden Impulshöhen-Verteilungen einiger Gammaenergien gemessen, die in dem E_γ -Bereich der erwarteten Einfang-Gammaspektren (14 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 22 MeV) liegen (siehe Abschn. 3.2 und Fig. 3.2).

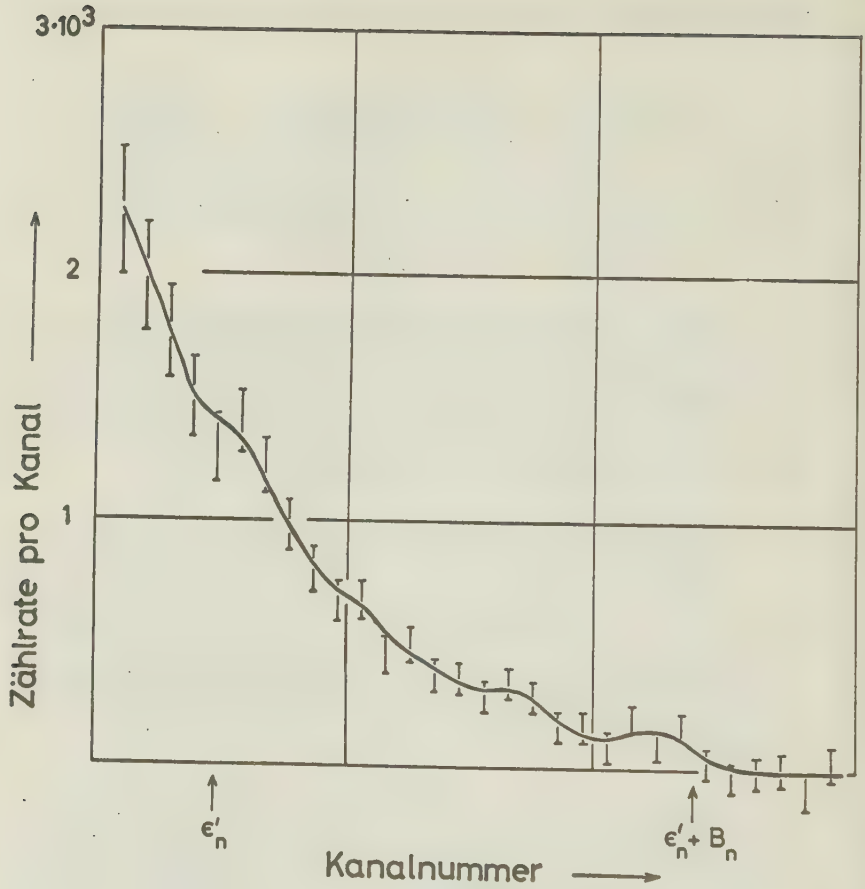

Fig. 4.1 Gemessene Impulshöhen-Verteilung der Gamma-Strahlung der Reaktion $Al^{27}(n,\gamma)Al^{28}$. Die glatte Kurve wurde zur Entfaltung verwendet.

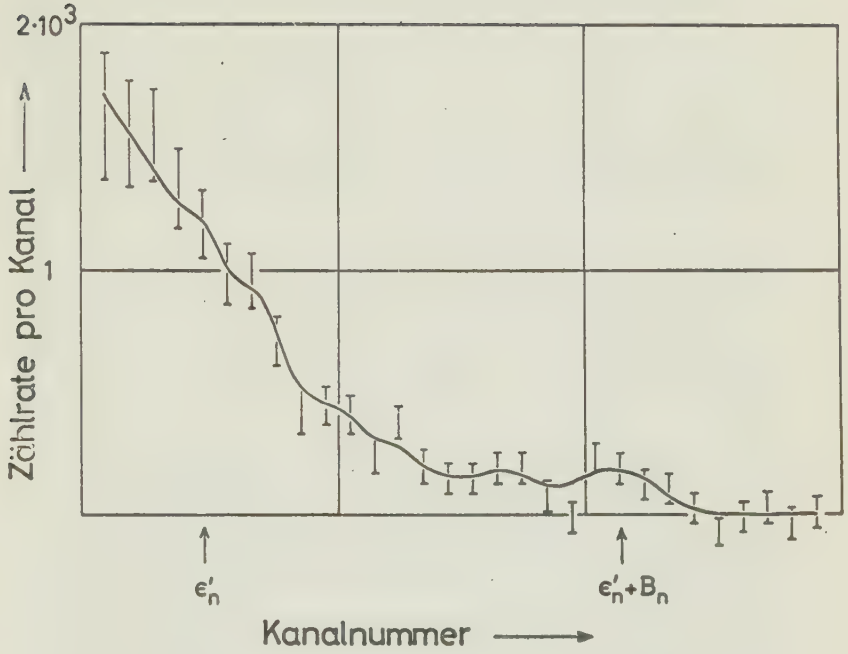

Fig. 4.2 Gemessene Impulshöhen-Verteilung der Gamma-Strahlung der Reaktion $J^{127}(n,\gamma)J^{128}$. Die glatte Kurve wurde zur Entfaltung verwendet.

Aus den Monte Carlo-Rechnungen von Miller u. Snow[21]) wurden Impulsspektren für die verwendete Kristallgröße und das Auflösungsvermögen der Apparatur gewonnen [22]). Diese berechneten Spektren können an die gemessenen angepaßt werden. (Das bedeutet die Berücksichtigung des Einflusses der Geometrie auf die berechneten Spektren).

Messung und Rechnung liefern so die Kenntnis der Energieabhängigkeit der Impulsspektren im Gebiet der Gammaenergien von 14 bis 22 MeV und ermöglichen die Konstruktion aller gewünschten Impulshöhen-Verteilungen und damit die Aufstellung der Entfalungsmatrix für diesen Energiebereich.

Da sich die Spektroskopie der Impulse auf den Bereich ΔH (= H(14) bis H(22); siehe Fig. 3.2) beschränkt, muß die Intensität der Impulsspektren unterhalb der Grenze H(14) ("Schwänze" der Impulshöhen-Verteilungen) bei der Entfaltung gesondert berücksichtigt werden. (H(14) ist die Impulshöhe, die einer Gammaenergie von 14 MeV entspricht, analog H (22)).

Die gemessenen Spektren (Fig. 4.1 und 4.2) können nur dann entfaltet werden, wenn sie innerhalb der Fehlergrenzen durch eine glatte Kurve wiedergegeben werden. Die Struktur dieser Kurve muß mit den Impulshöhen-Verteilungen der Entfaltungsmatrix verträglich sein, das heißt sie darf keine "Spitzen" enthalten, deren Halbwertsbreite kleiner ist als das Auflösungsvermögen der Anordnung. Unter diesem Gesichtspunkt wurden die glatten Kurven der Fig. 4.1 und 4.2 den Meßpunkten angepaßt.

4.2 Berechnung der Geometrie zur Ermittelung von $I(E_\gamma)$

Die Größe $N(E_\gamma)dE_\gamma$ ist nach Abschnitt 4.1 die Zählrate der gemessenen Gammaquanten in einem bestimmten Energieintervall. Diese Zählrate ist kleiner als die Anzahl der wirklich entstehenden Gammaquanten, da bereits im Targetmaterial ein Teil der Quanten absorbiert wird, der Nachweiskristall nur

einen Teil der in den gesamten Raumwinkel emittierten Gammaquanten erfaßt und von denen wieder nur einen Teil nachweist.

Diese 3 Größen, Selbstabsorption, Raumwinkel und Nachweiswahrscheinlichkeit hängen (außer von der Gammaenergie und dem Targetmaterial) von dem Ort im Target ab, an dem die Reaktion stattfindet und von der Emissionsrichtung des Gammaquants.

Das Integral $I(E_\gamma)$ berücksichtigt diese geometrieabhängigen Größen und erstreckt sich über das gesamte Volumen V des Targetmaterials und über alle Gamma-Emissionsrichtungen und hat die Form

$$\mathcal{J}(E_\gamma) = \int_V \frac{\Omega(\underline{r})}{4\pi} \alpha(E_\gamma; \underline{r}; \theta, \psi) \cdot \varepsilon(E_\gamma; \underline{r}; \theta, \psi)\, d\Omega\, dV. \qquad (4.3)$$

Dabei gilt entsprechend der Fig. 4.3:

$\underline{r} = (r, \rho, \psi)$ ist der Ortsvektor des Volumenelements dV, in dem eine Kernreaktion des gesuchten Typs stattfindet (Zylinderkoordinaten bezüglich der Kristallachse),

θ, ψ ist die Richtung in der von $\underline{r}$ aus in das Raumwinkelelement $d\Omega$ das Gammaquant emittiert wird,

$\Omega(\underline{r})$ ist der Raumwinkel, unter dem von $\underline{r}$ aus der Kristall erreichbar ist,

$\alpha(E_\gamma; \underline{r}; \theta, \psi)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Gammaquant des Energieintervalls $E_\gamma \ldots E_\gamma + dE_\gamma$, das am Ort $\underline{r}$ (in dV) entsteht auf seinem Weg in das Raumwinkelelement $d\Omega$ der Richtung θ, ψ im Target nicht absorbiert wird und

$\varepsilon(E_\gamma; \underline{r}; \theta, \psi)$ ist entsprechend die Wahrscheinlichkeit, daß ein Quant im Kristall absorbiert wird.

Für die beiden Wahrscheinlichkeiten gilt

$$\alpha = e^{-\mu(E_\gamma) \cdot s_t(\underline{r}; \theta, \psi)} \quad \text{und} \qquad (4.4)$$

$$\varepsilon = 1 - e^{-\lambda(E_\gamma) \cdot s_k(\underline{r}; \theta, \psi)}, \qquad (4.5)$$

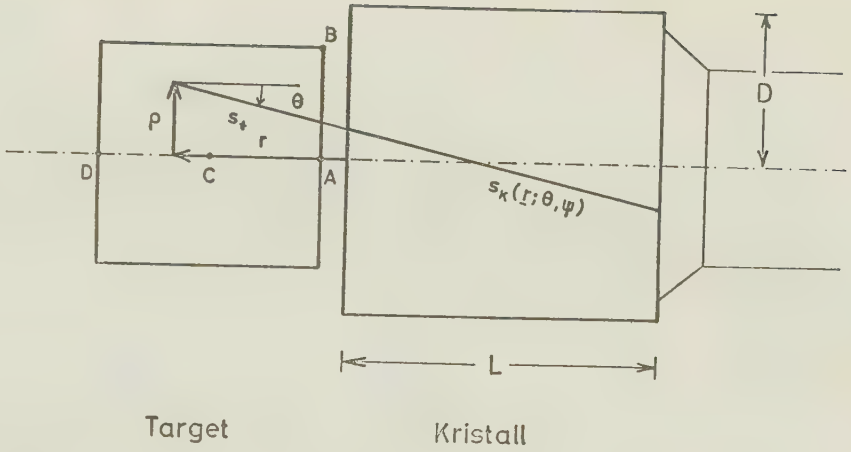

Fig. 4.3 Geometrie der Target-Zähler-Anordnung.
Die Neutronen treffen auf das Target von oben, senkrecht zur Zeichenebene. Es ist der Weg angedeutet, den ein Gamma-Quant vom Ort $\underline{r} = (r, \varphi, \varphi = 0)$ aus in Richtung $(\theta, \psi = 0)$ durch Target $(\bar{s}_t)$ und Kristall (s_k) durchlaufen kann. Die Buchstaben A bis D beziehen sich auf Fig 4.4.

wobei $\mu(E_\gamma)$ und $\lambda(E_\gamma)$ die Absorptionskoeffizienten für Gammastrahlung in dem entsprechenden Material sind.

Man kann die Integration der Gl. (4.3) stark vereinfachen, wenn man die Wege s_t und s_k der Gl. (4.4) und (4.5), die von $\underline{r}$ aus durch Target bzw. Kristall möglich sind über den Raumwinkel $\Omega(\underline{r})$ mittelt. (Fehlerangabe siehe Abschn. 4.3; Rechnung siehe Anhang 6.1)

Dann ist

$$\overline{S}(\underline{r}) = \frac{1}{\Omega(\underline{r})} \int_{\Omega(r)} S(\underline{r};\theta,\varphi)\, d\Omega \qquad (4.6)$$

unabhängig von der Gamma-Emissionsrichtung.

Das so entstandene Integral

$$\mathcal{F}(E_\gamma) = \int_V \frac{\Omega(r)}{4\pi} \cdot \alpha(E_\gamma;\underline{r}) \cdot \varepsilon(E_\gamma;\underline{r})\, dV \qquad (4.7)$$

wurde für die vorliegende Geometrie und für 32 E_γ-Werte (im Bereich 14 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 22 MeV) unter Verwendung der Gamma-Absorptionsquerschnitte von ref [23]) mit der Rechenmaschine ZUSE Z 23 berechnet.

Die Fig. 4.4 zeigt die Abhängigkeit des Integranten der Gl. (4.7)

$$P(E_\gamma;\underline{r}) \equiv \frac{\Omega(r)}{4\pi} \cdot \alpha(E_\gamma;\underline{r}) \cdot \varepsilon(E_\gamma;\underline{r}) \qquad (4.8)$$

von der Gammaenergie für einige Punkte $\underline{r}$ des Targetvolumens.

4.3 Fehlerquellen

Die gemessenen Impulsspektren sind mit statistischen Fehlern und Fehlern der pile up-Korrektion behaftet. Verfälschung

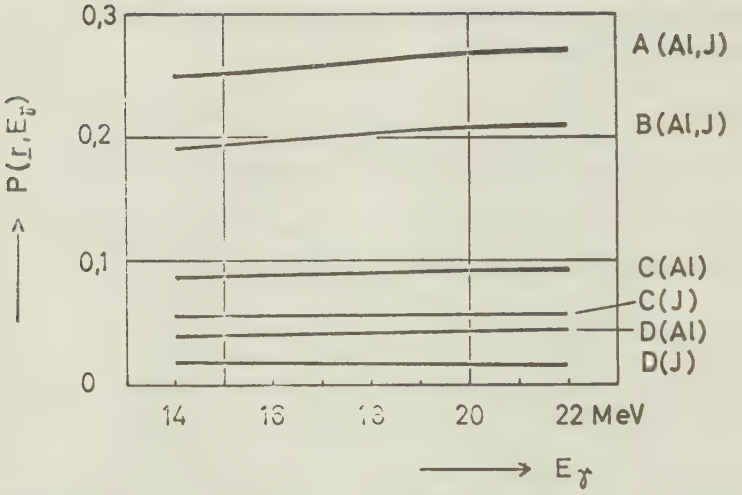

Fig. 4.4 Abhängigkeit der Größe $P(\underline{r}, E_\gamma)$ (siehe Gl.(4.8)) von der Gamma-Energie für verschiedene Punkte des Targetvolumens (A bis D der Fig. 4.3) und die beiden verwendeten Targetmaterialien.

der Intensitäten durch zufällige Summation der Impulse von Kaskadenübergängen ist vernachlässigbar (die Wahrscheinlichkeit des Nachweises der Summe zweier Impulse einer Gammakaskade der Energie 18 MeV plus 4 MeV ist bei der Aluminiumreaktion 0.8% und für die Jodreaktion 0.4%). Die Winkelabhängigkeit der Einfang-Gammastrahlung sollte unabhängig vom Reaktionsmechanismus nahezu isotrop sein [18]. Unsicherheiten treten bei der Entfaltung auf, denn es liegt zu wenig Kenntnis der zur Entfaltung verwendeten Impulsspektren im Bereich kleiner Impulse vor (d.h. über die Intensität der "Schwänze" der Impulsspektren). Da dieser Bereich zur Intensität des Gammaspektrums beiträgt, müssen die zur Entfaltung benützten Impulsspektren bis h= 0 extrapoliert werden. Die Genauigkeit der Extrapolation wurde mit 20 % der Intensität außerhalb des Entfaltungsbereiches angenommen.

Gestreute Neutronen aus $(n,n'\gamma)$-Prozessen können stören, wenn ihre Energie ε'_n, größer ist als die Differenz zwischen ε'_n = 14.13 MeV und der Bindungsenergie eines Neutrons, das heißt in diesem Fall, wenn ihre Energie über etwa 7 MeV beträgt. Es besteht dann die Möglichkeit, daß sie im Target oder im Kristall durch Einfang Gammastrahlung hervorrufen können, deren Energie im beobachteten Meßbereich liegt.

Der Anteil solcher Neutronen am 14 MeV-Fluß im Target wurde zu 3.8 % beim Aluminium-Target und zu 3.3 % beim Jod-Target berechnet. Mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten und der berechneten Geometrie der Anordnung wurde der mögliche Anteil der (n',γ)-Reaktion am Gammaspektrum abgeschätzt. Er ist bei Aluminium (8.3 $\pm$ 1.7) % und bei Jod (7.6 $\pm$ 1.5) % der integralen, gemessenen γ-Zählrate (integral heißt zwischen 14 und 22 MeV).

Die Korrektion wegen dieser (n',γ)-Anteile bedingt eine Verkleinerung (und ihre Unsicherheiten eine Vergrößerung der Fehler) der gemessenen (n,γ)-Reaktionsquerschnitte. In den spektralen Wirkungsquerschnitten (Fig. 5.1 und 5.4) ist

diese Korrektion in den Fehlerbalken enthalten. (Die Fehlerbalken sind nicht mehr symmetrisch zum jeweiligen Meßpunkt, da sich diese Korrektion nur in Richtung kleinerer Werte auswirken kann).

Bei der Berechnung des Geometrieintegrals der Gl. (4.7) wurde mit mittleren Werten gerechnet (Gl. (4.6)). Die mittlere Abweichung von $a(\bar{s}_t)$ bzw. $\epsilon(\bar{s}_k)$ gegenüber $a(s_t)$ bzw. $\epsilon(s_k)$ beträgt 2 %. Die Genauigkeit des Raumwinkels ist 3 %. Durch die Integration wird der relative Fehler des Integrals kleiner als 2 %.

Die absolute Anzahl der Neutronen pro Fläche, die während der Meßzeit das Target erreichte wurde mit den Raumwinkeln, der Zählrate des Moryak-Szintillators und der α-Diode (siehe Abschn. 3.1) bestimmt. Die Genauigkeit beträgt 5 %.

Alle hier aufgeführten Fehlerquellen sind in den Endergebnissen berücksichtigt.

5. Diskussion der Ergebnisse

Nach der Entfaltung der gemessenen Impulshöhen-Verteilungen, der Berechnung der Geometrie und Berücksichtigung der Fehler erhält man nach Gl. (4.1) den spektralen Wirkungsquerschnitt der Einfangreaktionen

5.1 Reaktion $Al^{27}(n,\gamma)Al^{28}$

5.11 Ergebnisse des Experiments

Die Entfaltung der durch die gemessene Impulshöhen-Verteilung gelegten glatten Kurve (siehe Fig. 4.1) ergibt die Struktur des Gammaspektrums und damit des spektralen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma$ mit 4 Intensitätsgruppen zwischen 14 und 22 MeV (siehe Fig. 5.1). Unterhalb 14 MeV steigt die Intensität durch Gammaquanten anderer Kernreaktionen

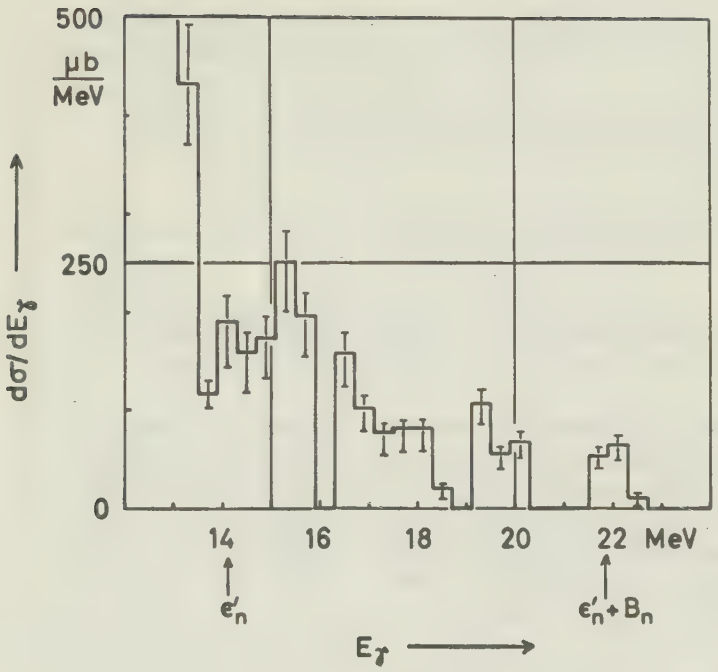

Fig. 5.1 Spektraler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $Al^{27}(n,\gamma)Al^{28}$ (nach der Entfaltung und Auswertung der Kurve der Fig. 4.1)

(besonders von $(n,n'\gamma)$-Reaktionen) stark an.

Nach den Ausführung in Abschn. (1.1) und (2) erhält man den Wirkungsquerschnitt dieser Einfangreaktion durch Integration des spektralen Wirkungsquerschnitts zwischen den Grenzen E_γ = 14.13 MeV ($=\epsilon'_n$) und E_γ = 21.85 MeV ($=\epsilon'_n + B_n$). (Wegen des endlichen Auflösungsvermögens der Apparatur ist die obere Grenze bei 22.5 MeV).

Führt man diese Integration durch und vergleicht das Ergebnis mit dem anderer Autoren, so ergibt sich

Perkin et al [1])	$\sigma_{n\gamma}$ = 0.53 ± 0.13 mb
Cvelbar et al [8])	$\sigma_{n\gamma}$ = 0.26 ± 0.05 mb
diese Arbeit	$\sigma_{n\gamma}$ = 0.69 ± 0.05 mb

Im Rahmen der Meßgenauigkeit findet man Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Perkin und Mitarbeitern. Das Resultat dieser Arbeit unterscheidet sich um etwa einen Faktor 2.5 vom Wirkungsquerschnitt von Cvelbar und Mitarbeitern, aber die Gammaspektren sind (bis auf die Intensität bei 22 MeV) im Rahmen der Fehler vergleichbar.

5.12 Vergleich mit den Theorien

Im Abschnitt (2) wurde angedeutet, welche Gestalt und Intensität des spektralen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma = f(E_\gamma)$ für die verschiedenen Einfangmechanismen zu erwarten ist. Nach diesen Überlegungen werden die spektralen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $Al^{27}(n,\gamma)Al^{28}$ berechnet und mit dem Meßergebnis verglichen.

5.121 Statistische Theorie

In der Arbeit von Lane u. Lynn [5]) wurde der Einfangquerschnitt für 14 MeV-Neutronen in Al^{27} nach der Compoundkern-Theorie (siehe Abschn. 2.1) zu σ = 0.33 mb berechnet. Dabei wurde

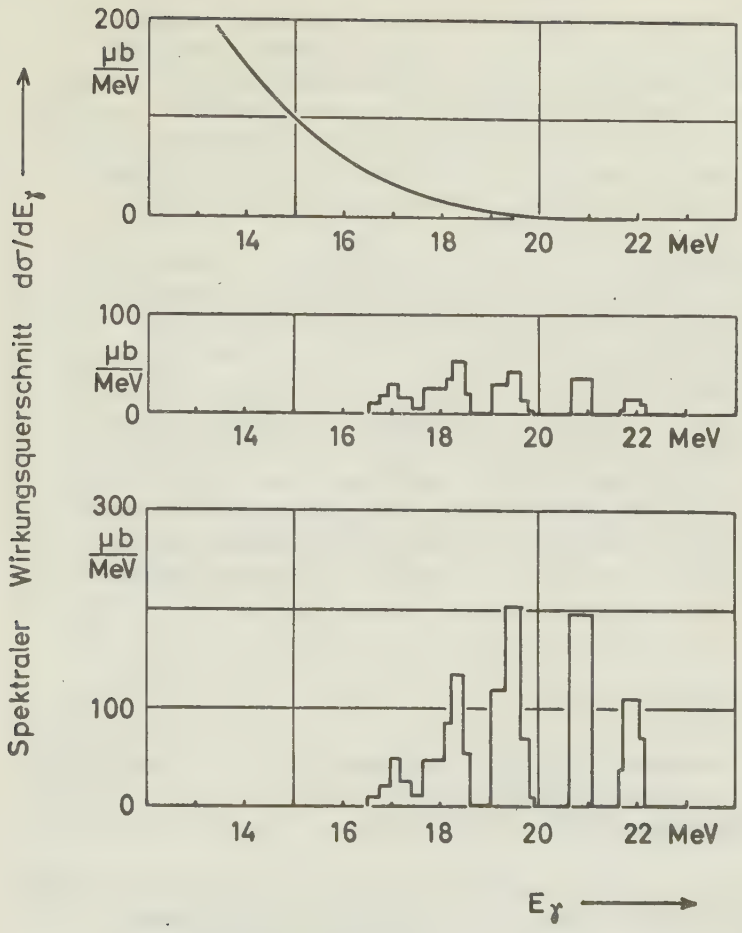

Fig. 5.2 Berechnete spektrale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $Al^{27}(n,\gamma)Al^{28}$.

Fig. 5.21 Statistische Theorie

Fig. 5.22 Direkter Einfang

Fig. 5.23 Semidirekter Einfang

die Niveaudichte-Formel von Newton [13]) verwendet mit $\rho \sim \exp\left[2(aE^*)^{1/2}\right]$ und $a = 3\ \mathrm{MeV}^{-1}$. Dieser berechnete Wirkungsquerschnitt ist kleiner als der gemessene, beide liegen jedoch in derselben Größenordnung. Das steht im Einklang mit der Voraussage (siehe Fig. 2.2), nach der bei leichten Kernen und 14 MeV-Neutronen Compoundkern-Prozesse einen meßbaren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern.

Für diesen berechneten Wirkungsquerschnitt wurde mit der gleichen Niveaudichte-Beziehung der spektrale Wirkungsquerschnitt berechnet (siehe Anhang 6.21) und in Fig. 5.21 eingezeichnet. Nach der Statistischen Theorie wird ein spektraler Wirkungsquerschnitt erwartet, der im E_γ-Bereich zwischen 14 und 22 MeV exponentiell abnimmt (siehe auch Fig. 2.4). Die Struktur des gemessenen Spektrums kann also mit dieser Theorie allein nicht beschrieben werden. Dennoch können Gammaquanten aus Compoundkern-Reaktionen besonders zu niederenergetischen Intensitätsgruppen einen wesentlichen Beitrag liefern. (Bei der Gruppe im E_γ-Bereich zwischen 14 und 16 MeV z. B. etwa 50 %; siehe Tabelle 1).

5.122 Direkter Einfang

Zur Berechnung des Gammaspektrums und des Wirkungsquerschnitts nach der Theorie des direkten Einfangs müssen die Neutronen-Einteilchenzustände von Al^{28} bekannt sein (siehe Abschn. 2.2).

Um aus den etwa 100 gebundenen, angeregten (bisher bekannten) Zuständen [24,25]) des Al^{28} die möglichen Einteilchenzustände herauszufinden, kann man sich die Informationen zunutze machen, die mit der Reaktion $Al^{27}(d,p)Al^{28}$ erhalten wurden[26,27]). Die Analyse des Protonenspektrums liefert Aufschluß über Eigenschaften der angeregten Zustände des Endkerns, insbesondere über ihre Energie (aus der Energie der einzelnen Protonengruppen), ihre reduzierte Breite (aus der Intensität

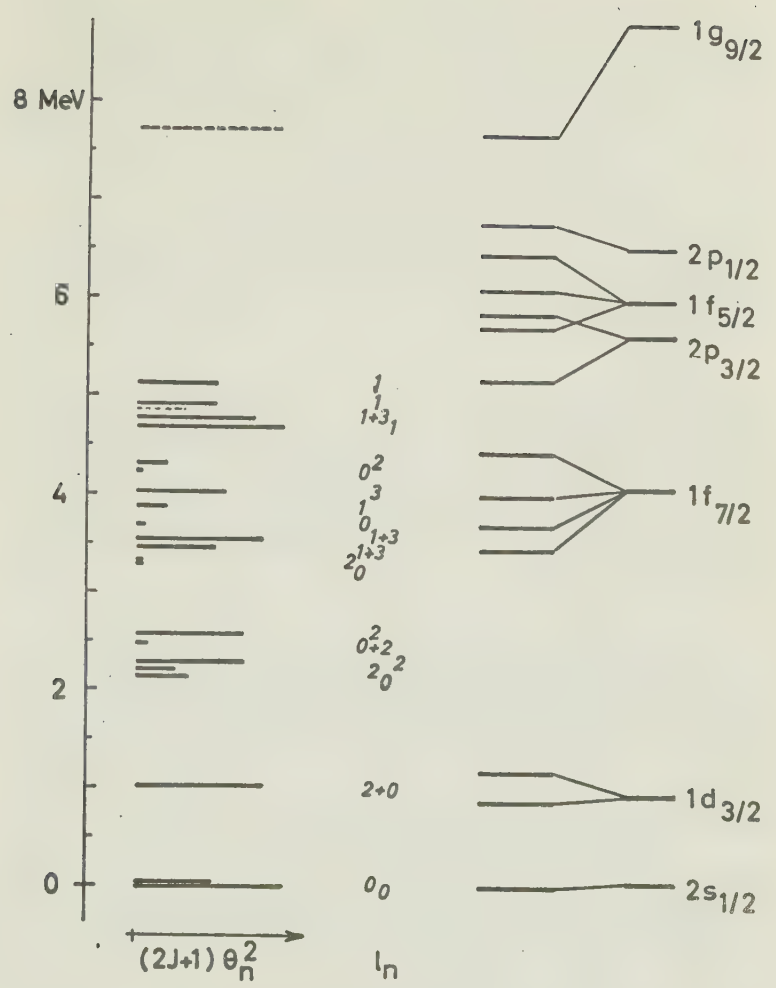

Fig. 5.3 Niveauschemata von Al^{28} (Neutronen-Einteilchenzustände)
Fig. 5.31 Nach der Messung $Al^{27}(d,p)Al^{28}$ (ref [26,27]).
Die Länge der Niveaustriche ist proportional zu der Größe der reduzierten Breite. Oberhalb 5 MeV sind keine Werte für θ_n^2 und l_n mehr bekannt.

Fig. 5.32 Die Aufspaltung der Schalenmodell-Zustände nach dem Nilsson-Modell.

der einzelnen Protonengruppen) und den Bahndrehimpuls, mit dem Neutronen darin eingefangen werden (aus der Winkelverteilung der einzelnen Protonengruppen). Für Al^{28} ist das bis zur Anregungsenergie 5.138 MeV geschehen. Die reduzierte Breite ist hier besonders interessant, denn ihre Größe θ_n^2 ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Einteilchenzustand vorliegt, bzw. ein Maß für die Größe der Beimischung eines Einteilchenzustands zu einem bestimmten Niveau (z. B. ref [28])). (Für einen reinen Einteilchenzustand kann die reduzierte Breite zu $\theta_n^2 \approx 0.15...0.2$ berechnet werden).

Der Grundzustand von Al^{28} mit $J^\pi = 3^+$ ist am einfachsten durch die Schalenmodell-Konfiguration $\pi(1\,d_{5/2})^5\ \nu(2s_{1/2})^1$ erklärbar [25]) und mit $\theta_g^2 = 0.15$ mit großer Wahrscheinlichkeit ein reiner Einteilchenzustand. In der Fig. 5.31 ist das Niveauschema von Al^{28} wiedergegeben, wobei die Strichlänge der einzelnen Niveaus proportional zur Größe der reduzierten Breite ist.

Al^{28} ist ein deformierter Kern [26,29]). Man kann deshalb versuchen, die energetische Lage seiner Neutronen-Einteilchenzustände mit dem Nilsson-Modell zu berechnen. Dieses Modell beschreibt den Zustand eines Teilchens in dem deformierten Potential eines harmonischen Oszillators. Geeignete Parameter sorgen im Falle eines kugelsymmetrischen Potentials für die Anpassung an das Schalenmodell (z.B. ref [23])).

Mit den Energieeigenwerten, die von Chi angegeben wurden [30]), ist das Schema der Neutronen-Einteilchenzustände von Al^{28} berechnet worden. Das Ergebnis ist in Fig. 5.32 dargestellt.

Vergleicht man dieses Schema mit dem der (d,p)-Reaktion, so findet man für die meisten Niveaus mit großer reduzierter Breite die entsprechenden Zustände im Nilsson-Schema. Da in der Rechnung keine Konfigurationsmischungen berücksichtigt wurden, ist es erklärbar, daß mehr Zustände (mit kleiner reduzierter Breite) gemessen wurden als berechnet.

Auffallend ist die Gruppe von Niveaus aus der (d,p)-Messung bei der Anregungsenergie von etwa 2.5 MeV, die nicht direkt mit dem Nilsson-Modell erklärbar ist. Möglicherweise handelt es sich um Konfigurationsmischungen anderer Niveaus (z.B. Beimischung von Zuständen kollektiver Anregung) oder um eine weitere Aufspaltung der $1d_{3/2}$-Zustände [31]).

Da die reduzierten Breiten der Zustände in Al^{28} nur bis zur Anregungsenergie 5.138 MeV vorliegen, kann nur ein Teil des spektralen Wirkungsquerschnitts berechnet werden und nur ein "Teil-Wirkungsquerschnitt" (Integration des Gammaspektrums nur über ein bestimmtes Energieintervall; Siehe Abschn. 1.1) angegeben werden.

Das Ergebnis der Rechnung ist in Fig. 5.22 dargestellt (Rechnung siehe Anhang 6.22). Man findet im Rahmen der Meßgenauigkeit Übereinstimmung der Positionen der gemessenen und berechneten Intensitätsgruppen, bis auf eine Ausnahme . Das berechnete Intensitätsmaximum bei $E_\gamma \approx 21$ MeV wurde im Experiment nicht gefunden. Vergleicht man die gemessene und berechnete Intensität der einzelnen Gruppen, so sieht man, daß die berechneten kleiner sind als die gemessenen und deshalb zu Teil-Wirkungsquerschnitten führen, die um einen Faktor 4 bis 10 (etwa eine Größenordnung) unter den gemessenen liegen (siehe Tabelle 1).

Da nur die Niveaus mit großer reduzierter Breite einen wesentlichen Beitrag zum spektralen Wirkungsquerschnitt liefern (Einteilchenzustände) und alle Einteilchenzustände vom Nilsson-Modell wiedergegeben werden, können die Nilsson-Niveaus zur Berechnung des gesamten Wirkungsquerschnitts (d.h. Integration über den E_γ-Bereich von 14 bis 22 MeV) verwendet werden. Wegen der Ungenauigkeit mit der das Nilsson-Modell die energetische Lage der Einteilchenzustände von Al^{28} wiedergibt, ist es nur sinnvoll, die Größenordnung des berechneten Wirkungsquerschnitts zu Vergleichen heranzuziehen.

Die Rechnung mit dem Nilsson-Modell liefert einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma \approx 0.1$ mb, das heißt einen Wert, der etwa eine Größenordnung unter dem gemessenen liegt (siehe Tabelle 1).

5.123 Semidirekter Einfang

Wenn der direkte Neutroneneinfang zusätzlich mit der Riesenresonanz verkoppelt ist (kollektiver bzw. semidirekter Einfang; siehe Abschn. 2.3), so erwartet man ein Gammaspektrum, dessen Struktur die gleiche ist wie beim direkten Einfang, bei dem jedoch die einzelnen Intensitätsgruppen entsprechend ihres verschiedenen Energieabstandes vom Maximum der Riesenresonanz ($|E_\gamma - E_D|$) eine mehr oder weniger starke Vergrößerung erfahren. Die Rechnung (siehe Anhang 6.23) wurde nach dem Formalismus von Brown durchgeführt [6]) und ihre Ergebnisse sind in Fig. 5.23 und Tabelle 1 dargestellt.

Die berechneten Intensitäten sind in der gleichen Größenordnung wie die gemessenen. Im E_γ- Bereich von 16 bis 19 MeV ist der berechnete Teil-Wirkungsquerschnitt kleiner als der gemessene und im Bereich 19 bis 20 MeV etwas größer. Wie beim direkten Einfang wird auch hier das Intensitätsmaximum bei $E_\gamma \approx 21$ MeV von der Messung nicht wiedergegeben.

Benutzt man die Einteilchenzustände des Nilsson-Modells zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts, so erhält man einen Wert von $\sigma \approx 0.4$ mb, der ebenfalls in der Größenordnung des gemessenen Wertes liegt.

5.13 Zusammenfassung

Betrachtet man die Teil-Wirkungsquerschnitte, die von den gemessenen Einteilchenzuständen herrühren, so liefert das Modell des semidirekten Einfangs Werte, die den gemessenen am nächsten kommen und einen spektralen Wirkungsquerschnitt,

dessen Struktur (bis auf das Maximum bei $E_\gamma \approx 21$ MeV) mit der gemessenen vergleichbar ist.

Wie erwartet (siehe Abschnitt 2.1) und wie der Vergleich von berechneten und gemessenen Wirkungsquerschnitten zeigt, spielen bei 14 MeV-Neutronen und dem relativ leichten Kern Al^{27} auch Compoundkern-Reaktionen eine Rolle. Nach dem berechneten Wert der Tabelle 1 sind Einfangprozesse, die über einen Compoundkernmechanismus verlaufen zu etwa 50 % am Wirkungsquerschnitt der Reaktion beteiligt.

Eine Addition der berechneten Teil-Wirkungsquerschnitte des Statistischen Modells und des semidirekten Modells gibt im Rahmen der Genauigkeit der experimentellen Daten und der theoretischen Abschätzung die gemessenen Werte gut wieder.

5.2 Reaktion $J^{127}(n,\gamma)J^{128}$

5.21 Ergebnisse des Experiments

Die Entfaltung der glatten Kurve, die der gemessenen Impulshöhen-Verteilung der Fig. 4.2 angepaßt wurde, liefert die Struktur des Einfang-Gammaspektrums. In Fig. 5.4 ist der spektrale Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dE_\gamma$ dargestellt.

Den Wirkungsquerschnitt der Reaktion erhält man durch Integration des spektralen Wirkungsquerschnitts zwischen den Grenzen $E_\gamma = 14{,}13$ MeV ($=\varepsilon'_n$) und $E_\gamma = 20{,}84$ MeV ($=\varepsilon'_n + B_n$). (Wegen des endlichen Auflösungsvermögens der Apparatur liegt die obere Integrationsgrenze bei 22 MeV). Das Ergebnis kann mit dem einer früheren Arbeit verglichen werden:

Perkin et al [1])	$\sigma_{n\gamma} = 2.50 \pm 0.50$ mb
diese Arbeit	$\sigma_{n\gamma} = 1.09 \pm 0.08$ mb

Man findet eine Diskrepanz um etwa einen Faktor 2,5. Der

Tabelle 1

Vergleich der experimentell ermittelten Daten mit den nach der Statistischen Theorie und den Theorien des direkten und semidirekten Einfangs berechneten. Reaktion $Al^{27}(n,\gamma)Al^{28}$

	Wirkungsquerschnitt im E_γ-Bereich 14.1 - 22.7 MeV	Teil-Wirkungsquerschnitte im E_γ-Bereich			
		14.1 - 15.9 MeV	16.3 - 18.7 MeV	19.1 - 20.3 MeV	21.5 - 22.7 MeV
Messung	690 $\pm$ 50	356 $\pm$ 66	194 $\pm$ 35	87 $\pm$ 20	49 $\pm$ 11
Statistische Theorie	330	164	48	5	0.1
Direkter Einfang	100 *)		51	29	5
Semidirekten Einfang	410 *)		103	134	45

Alle Wirkungsquerschnitte sind µb angegeben

*) Berechnung unter Verwendung der Einteilchenzustände des Nilsson-Modells

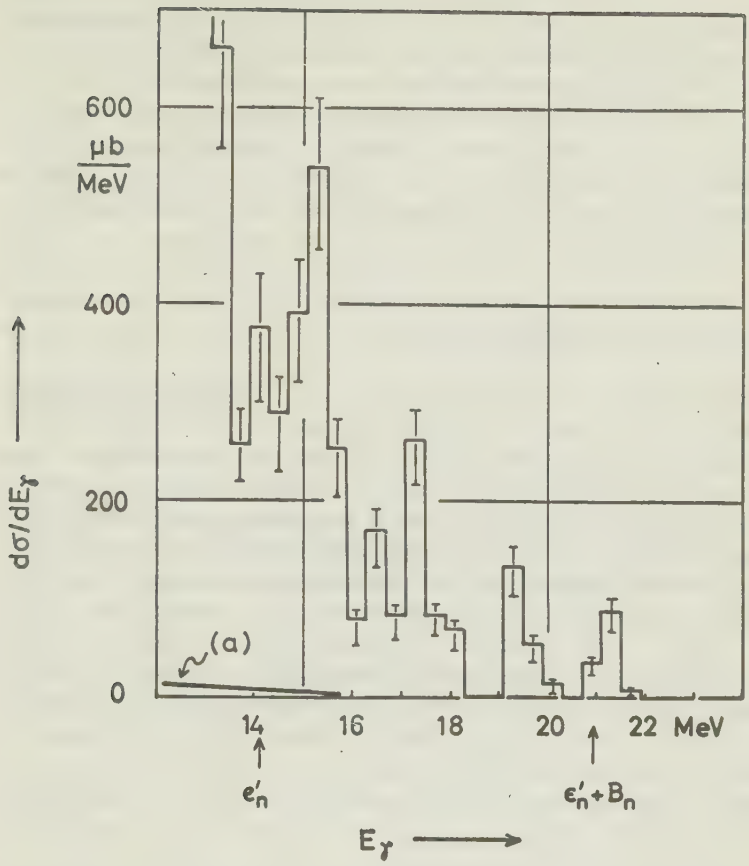

Fig. 5.4 Spektraler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $J^{127}(n,\gamma)J^{128}$ (nach Entfaltung und Auswertung der Kurve der Fig. 4.2).
(a) Spektraler Wirkungsquerschnitt nach der Statistischen Theorie

Wert von Perkin et al wurde durch Aktivierungsanalyse gewonnen. Da der Einfangsquerschnitt für Neutronen mit fallender Neutronenenergie stark zunimmt, ist die Genauigkeit dieser Meßmethode in hohem Maße bestimmt durch die energetische "Reinheit" des 14 MeV-Neutronenflusses im Target und der Sauberkeit der chemischen Abtrennung anderer Reaktionsprodukte (z.B. aus (n,p)- oder (n,α)-Prozessen). Wegen der Unsicherheit dieser Prozeduren können Messungen von (n,γ)-Querschnitten mit energiereichen Neutronen dazu neigen, zu große Meßwerte zu liefern.

5.22 Vergleich mit den Theorien

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach der Statistischen Theorie ergibt nach ref [5]) unter Verwendung der Niveaudichte-Formel von Newton $\varrho \sim \exp\left[2(aE^*)^{1/2}\right]$ und dem Parameter $a = 16\ \mathrm{MeV}^{-1}$ den Wert $\sigma \approx 0.01$ mb. Dieser Wert ist um etwa 2 Größenordnungen kleiner als der gemessene. Dementsprechend gering ist die Intensität des daraus berechneten spektralen Wirkungsquerschnitts (siehe Fig. 5.4). Compoundkernprozesse tragen somit vernachlässigbar wenig zum Wirkungsquerschnitt bei.

Von J^{128} ist eine Reihe von angeregten Zuständen bekannt [25,32]), aber ohne nähere Eigenschaften (Spin- und Paritätsanordnung, reduzierte Breiten u.s.w.). Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts nach der Theorie des direkten Einfangs ist man daher allein auf die Einteilchenzustände angewiesen, die das Nilsson-Modell liefert.

Unter der Annahme, daß beim Grundzustand mit $J^\pi = 1^+$ die Konfiguration $\pi(2d_{5/2})^3\,\nu(2d_{3/2})^1(1h_{11/2})^8$ vorliegt, wurden die Neutronen-Einteilchenzustände nach dem Nilsson-Modell bestimmt und der Wirkungsquerschnitt des direkten Einfangs abgeschätzt. Das Ergebnis ist $\sigma \approx 0.4$ mb. Wegen der Unsicherheiten, mit der die Abschätzung behaftet ist, ist das nur ein sehr roher Wert, aber allein seine Größenordnung liegt um eine Einheit über der des Wirkungsquerschnitts der Statistischen Theorie.

Schätzt man den Wirkungsquerschnitt nach dem Modell des semidirekten Einfangs, ebenfalls unter Verwendung der Nilsson-Zustände ab, so erhält man einen Wert, $\sigma \approx 2$ mb, der wiederum etwa eine Größenordnung über dem des direkten Einfangs liegt. Im Rahmen der Genauigkeit der Abschätzung kommt dieser Wert dem gemessenen am nächsten.

Das Intensitätsmaximum des gemessenen Gammaspektrums bei $E_\gamma \approx 15$ MeV (siehe Fig. 5.4) ist auf semidirekte Einfänge zurückzuführen. Das Maximum der Riesenresonanz liegt bei 15 MeV Anregungsenergie, so daß der Vergrößerungsfaktor dort sein Maximum hat (siehe Abschn. (2.3) und Anhang (.23)).

5.23 Zusammenfassung

Wegen der wenigen Daten, die von J^{128} vorliegen ist es nicht möglich, das Gammaspektrum nach den Theorien des direkten und des semidirekten Einfangs zu berechnen. Dennoch zeigt eine Abschätzung mit Hilfe des Nilsson-Modells, daß diese Theorien Wirkungsquerschnitte liefern, die den gemessenen Wirkungsquerschnitt besser wiedergeben als die Statistische Theorie. Innerhalb der Ungenauigkeiten sind Messung und Abschätzung gut verträglich mit der Theorie des semidirekten Einfangs (siehe Tab. 2).

6. Anhänge

6.1 Berechnung der mittleren Weglängen durch Target und Kristall

Zur Bestimmung der Absorptionswahrscheinlichkeiten der Gammaquanten nach den Gl. (4.4) und (4.5) wurden Weglängen durch Target und Kristall verwendet, die über den Raumwinkel gemittelt waren (siehe Absch. 4.2). Der Gang der Rechnung soll am Beispiel des Kristalls kurz skizziert werden.

Tabelle 2

Vergleich des experimentell ermittelten mit den berechneten Wirkungsquerschnitten der Reaktion $J^{127}(n,\gamma)J^{128}$

	Wirkungs-querschnitte
Messung	1.09 ± 0.08
Statistische Theorie	0.01
Direkter Einfang	0.4 *)
Semidirekter Einfang	2.0 *)

Die Wirkungsquerschnitte sind in mb angegeben

*) Berechnung unter Verwendung der Einteilchenzustände des Nilsson-Modells.

Wie in Fig. 6.1 angedeutet, hängt der Weg s_k, den ein Gammaquant im Kristall durchlaufen kann ab vom Ort $\underline{r} = (r, \rho, \varphi)$, an dem die Kernreaktion stattfindet und von der Richtung (θ, ϕ), in die das Quant emittiert wird. Die Winkel φ und ϕ sind jeweils die Azimutwinkel. Da der Endpunkt von s_k auf der hinteren Grundfläche des Kristallzylinders oder auf der Mantelfläche liegen kann, wurde das Kristallvolumen in 3 Gebiete unterteilt. Für die Weglängen in diesen Gebieten gilt

$$
\begin{aligned}
S_{\mathrm{I}} &= \frac{D-\rho}{\sin\theta} - \frac{r}{\cos\theta} \quad ; \\
S_{\mathrm{II}} &= \frac{L}{\cos\theta} \quad ; \\
S_{\mathrm{III}} &= \frac{D+\rho}{\sin\theta} - \frac{r}{\cos\theta} \quad .
\end{aligned}
\tag{6.1}
$$

Die Wege s_I und s_{III} sind jedoch nur dann richtig wiedergegeben, wenn $\phi = 0$ ist (in der Zeichenebene der Fig. 6.1). Ihre Abhängigkeit vom Winkel ϕ wird berücksichtigt, wenn man ersetzt

$$
\begin{aligned}
D &\longrightarrow d = \sqrt{D^2 - \rho^2 \sin^2\psi} \quad , \\
\rho &\longrightarrow \sigma = -\rho\cos\psi \, .
\end{aligned}
\tag{6.2}
$$

(Damit können s_I und s_{III} durch die gleiche Funktion wiedergegeben werden).

Die Vorschrift der Mittelung der Wege über den Raumwinkel, der von dem jeweiligen Punkt $\underline{r}$ aus zum Kristall führt, lautet

$$
\overline{S_k}(\underline{r}) = \frac{\int s_k(\underline{r};\theta,\psi)\, d\Omega}{\int d\Omega} \tag{4.6}
$$

mit $d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\phi$.

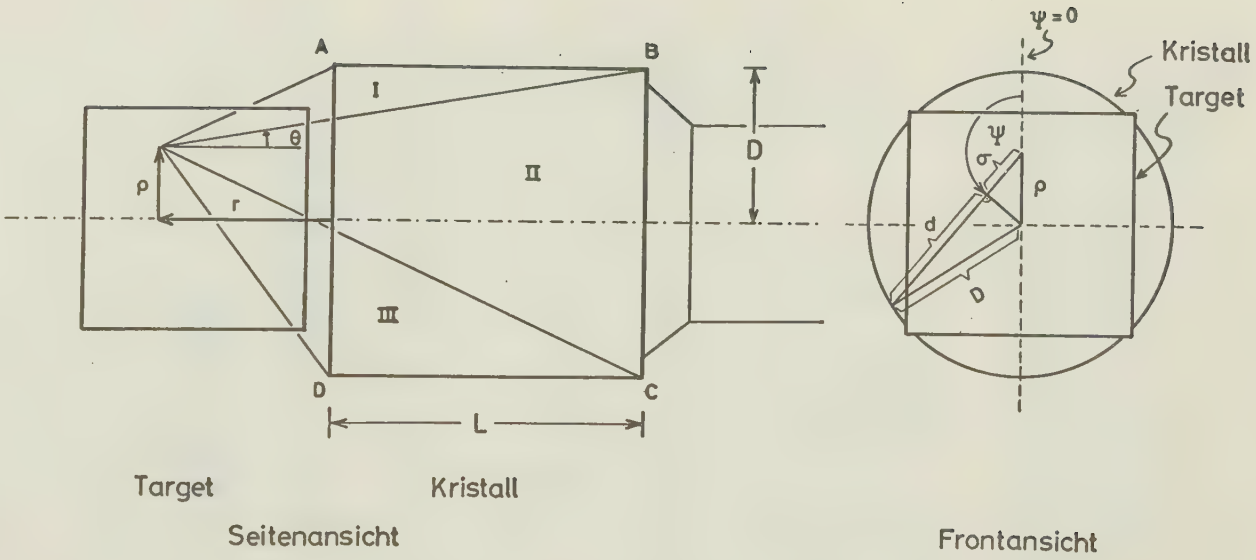

Fig. 6.1 Geometrie der Target-Zähler-Anordnung zur Erläuterung der Rechnungen von Abschnitt (6.1). Die Punkte A bis D bezeichnen die Integrationsgrenzen der Gebiete I bis III

Wegen den verschiedenen Funktionen für $s_k(r;\theta,\psi)$ in den entsprechenden Gebieten, muß das Integral im Zähler der Gl. (4.6) geschrieben werden

$$\int s_k(r;\theta,\psi)\,d\Omega = \int_{\Omega_I} s_I\,d\Omega + \int_{\Omega_{II}} s_{II}\,d\Omega + \int_{\Omega_{III}} s_{III}\,d\Omega . \qquad (6.3)$$

Die Grenzen der Integration sind dabei (siehe Fig. 6.1):

ψ = 0 bis 2π für alle Gebiete,

für Ω_I: θ_I von arc tg $\frac{d-\delta}{r}$ (Pkt.A) bis arc tg $\frac{d-\delta}{L+r}$ (Pkt.B)

für Ω_{II}: θ_{II} von arc tg $\frac{d-\delta}{L+r}$ (Pkt.B) bis arc tg $\frac{d+\delta}{L+r}$ (Pkt.C)

für Ω_{III}: θ_{III} von arc tg $\frac{d+\delta}{L+r}$ (Pkt.C) bis arc tg $\frac{d+\delta}{r}$ (Pkt.D)

Das heißt die Integrationsgrenzen sind Funktionen von ψ. Setzt man die Gl.(6.1) und (6.2) in Gl. (6.3) ein, so erhält man ein Integral, daß man für die Variable θ geschlossen lösen kann. Obrig bleibt die Integration über ψ, die mit der Rechenmaschine durchgeführt wurde.

Das Integral hat die Form (6.4)

$$\int_{\Omega} S_k(\underline{r};\theta,\varphi)\,d\Omega =$$

$$\int_0^{2\pi}\Bigg\{\frac{1}{2}(L+r)\ln\left[\left(1+\left(\frac{d-\sigma}{L+r}\right)^2\right)\left(1+\left(\frac{d+\sigma}{L+r}\right)^2\right)\right]$$

$$-\frac{r}{2}\ln\left[\left(1+\left(\frac{d-\sigma}{r}\right)^2\right)\left(1+\left(\frac{d+\sigma}{r}\right)^2\right)\right]$$

$$+(d-\sigma)\cdot \operatorname{arc\,tg}\frac{L(d-\sigma)}{r(L+r)+(d-\sigma)^2}$$

$$+(d-\sigma)\cdot \operatorname{arc\,tg}\frac{L(d+\sigma)}{r(L+r)+(d+\sigma)^2}\Bigg\}\,d\psi$$

Mit der Bedingung (6.2) für d und σ .

Auf ähnliche Weise läßt sich der Nenner der Gl.(4.6) integrieren und somit der mittlere Weg $\bar{s}_k(\underline{r})$ berechnen. Analoge Überlegungen liegen auch der Berechnung des mittleren Weges durch das Targetvolumen zugrunde.

Beide Rechnungen sind für 19 x 11 (r,ρ)-Werte berechnet worden. Die Fig. 6.2 zeigt die Ergebnisse.

6.2 Berechnung der spektralen Wirkungsquerschnitte nach den Theorien

In Abschnitt 2 wurden die Grundzüge der Theorien aufgezeigt, mit denen versucht wird, den Mechanismus von Einfangreaktionen zu erklären. Nach diesen theoretischen Überlegungen sind Rechnungen durchgeführt worden, deren Ergebnisse in den Abschnitten (5.12) und (5.22) angegeben wurden. Der Gang dieser Rechnungen und die zugrunde liegenden Daten sollen hier skizziert werden.

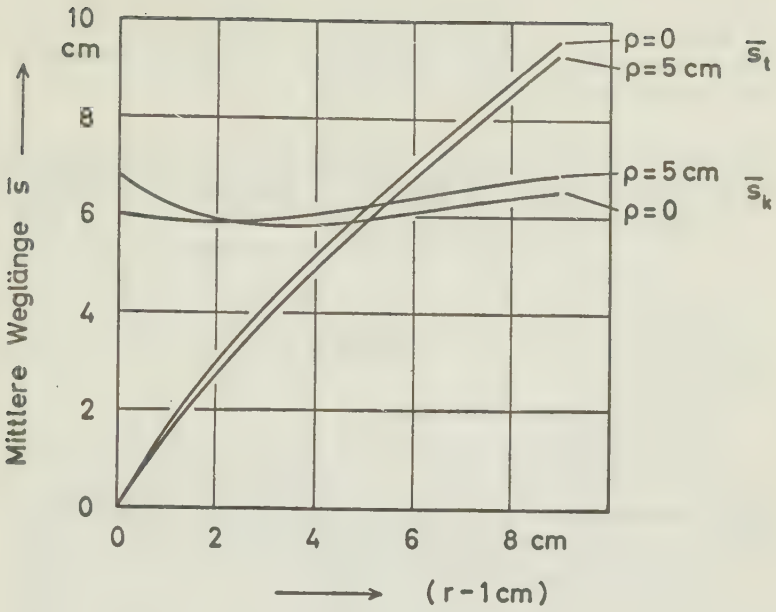

Fig. 6.2 Abhängigkeit der berechneten mittleren Wege $\bar{s}_t(\underline{r})$ und $\bar{s}_k(\underline{r})$ vom Ort, an dem die Kernreaktion stattfindet. (Da r von der Oberfläche des Kristalls aus gerechnet wird, und Kristall und Target 1 cm Abstand haben (siehe Fig. 6.1), wurden $\bar{s}_t$ und $\bar{s}_k$ gegen (r - 1cm) aufgetragen.

6.21 Statistische Theorie

Mit der Statistischen Theorie wird beim Einfang schneller Neutronen nach Gl. (2.8a) ein spektraler Wirkungsquerschnitt erwartet mit der Gestalt

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma}\right)_{Stat.Th.} = Const \cdot E_\gamma^3 \cdot e^{2\sqrt{a(E^*-E_\gamma)}} \qquad (2.8a)$$

wobei E_γ im Bereich $\epsilon^0_n \leq E_\gamma \leq \epsilon^1_n + B_n$ zu betrachten ist.

Lane und Lynn haben in ref [5]) berechnet, daß

$$\sigma_{n,\gamma}(Al^{27}) = 0.33 \text{ mb und}$$
$$\sigma_{n,\gamma}(J^{127}) = 0.01 \text{ mb.}$$

(Unter Verwendung der Niveaudichte-Formel $\varrho \sim exp(2\sqrt{a\,(E^* - E_\gamma)})$ und mit a (Al^{28}) = 3 MeV^{-1} und a (J^{128}) = 16 MeV^{-1}).

Mit diesen Werten läßt sich die Konstante der Gl. (2.8a) und damit der spektrale Wirkungsquerschnitt der statistischen Theorie berechnen.

Betrachtet man alle primäre Gammastrahlung, die nach Neutronen einfang den Kern verläßt (also auch die, welche zu ungebundenen Zuständen des Endkerns führt und Teilchenemission zur Folge hat), so hat die Häufigkeitsverteilung der Gammaquanten nach Gl.(2.8a) und der Fig.(2.4) ein Maximum bei der Anregungsenergie E^*_m. Diese Energie läßt sich durch Differenzieren der Gl.(2.8a) berechnen. Nach der Statistischen Theorie kann man dieser Energie nach der Beziehung

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} \qquad (6.5)$$

eine Kerntemperatur T_m zuschreiben. Für die beiden Reaktionen erhält man

$$
\begin{aligned}
&Al^{27}(n,\gamma) \qquad E_m^* = 15.4\ \text{MeV}, \quad T_m = 2.2\ \text{MeV} \\
&J^{127}(n,\gamma) \qquad E_m^* = 17.8\ \text{MeV}, \quad T_m = 1.05\ \text{MeV}
\end{aligned}
\tag{6.6}
$$

Um abzuschätzen, welchen Beitrag Gammakaskaden über einen ungebundenen Zustand zum berechneten Wirkungsquerschnitt liefern, wurde in ref [5]) das Verhältnis der Breiten des 2-Quanten- zum 1-Quantenübergang abgeschätzt

$$
\frac{\Gamma_{2\gamma}}{\Gamma_\gamma} = \int_{B_n}^{E^*} \frac{Q}{T_m}\, dE^{*\prime}. \tag{6.7}
$$

Dabei ist T_m die Kerntemperatur von (6.6), $E^{*\prime}$, die Anregungsenergie des Endkerns, bei der der erste Gammaübergang endet ($B_n \leq E^{*\prime} \leq E^*$) und Q eine Funktion von $E^{*\prime}$, der Niveaudichte und der Energie der einfallenden Teilchen. Der Verlauf $Q = f(E^{*\prime})$ ist in ref [5]) für 14 MeV-Neutronen angegeben. Damit erhält man folgende Abschätzungen:

$$
\begin{aligned}
&Al^{27}(n,\gamma) \qquad \frac{\Gamma_{2\gamma}}{\Gamma_\gamma} = 8 \cdot 10^{-2} \\
&J^{127}(n,\gamma) \qquad \frac{\Gamma_{2\gamma}}{\Gamma_\gamma} = 30 \cdot 10^{-2}
\end{aligned}
$$

6.22 Direkter Einfang

Diese Theorie läßt nach Gl. (2.10) einen spektralen Wirkungsquerschnitt der Gestalt erwarten

$$
\left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma}\right)_{dir} = const \cdot \sum_{l'} k_\gamma^3 (l+l'+1) |\mathfrak{Z}_{ll'}|^2 \tag{6.8}
$$

Die Konstante hängt ab von der Einschußenergie der Teilchen und dem Targetkern.

Lane u. Lynn haben das Dipol-Matrixelement $I_{l',l}$ (Gl.(2.11)) für einen schweren Kern und für die Bereiche innerhalb ($r < R$) und außerhalb ($r > R$) des Potentials berechnet. Das Ergebnis ist, daß der Wert des Integrals nur wenig von der Anregungsenergie und dem Drehimpuls des Endzustands abhängt.

Mit der Angabe, daß beim Übergang zu anderen Targetkernen

$$\sum (l+l'+1) \left| \mathcal{F}_{l'l} \right|^2 \sim \frac{1}{R^2} \qquad (6.9)$$

(wobei R der jeweilige Kernradius ist), lassen sich diese Berechnungen direkt auf die hier untersuchten Kernreaktionen übertragen.

Bei der Auswertung der Al-Reaktion wurde der Grundzustand von Al^{28} als reiner Einteilchenzustand angenommen (das ist gerechtfertigt, da nur ein Neutron außerhalb einer geschlossenen Neutronenschale ist und die reduzierte Breite einen Wert $\theta_g^2 = 0.15$ besitzt) und der Beitrag höher liegender Niveaus mit dem Gewicht θ_n^2/θ_g^2 versehen (θ_n^2 ist die reduzierte Breite der einzelnen Zustände).

Der spektrale Wirkungsquerschnitt der Fig. 5.22 wurde nach der Beziehung gewonnen

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma}\right)_{dir} = const \cdot \frac{\theta_n^2}{\theta_g^2} \sum_{l'} k_\gamma^3 (l+l'+1) \left| \mathcal{F}_{l'l} \right|^2 \qquad (6.10)$$

mit const = $\frac{8\pi \bar{e}^2 M}{3\hbar^2 \hbar^2 dE_\gamma}$ und $dE_\gamma = 0.4$ MeV
(Erklärung der Symbole in Abschnitt (2.2)).

6.23 Semidirkter Einfang

Die Berechnung des spektralen Wirkungsquerschnitts nach der Theorie des semidirekten Einfangs $(d\sigma/dE_\gamma)_{sd}$ wurde nach dem Formalismus von Brown [6]) durchgeführt.

Danach erhält man als Matrixelement $S'_{l'l}$ für den semidirekten Einfang

$$S'_{l'l} \approx \left(1 + \frac{\Delta E}{E_0 + E_\gamma - E_D + \frac{i}{2}\Gamma}\right) S_{l'l}, \qquad (6.11)$$

wobei $S_{l'l}$ das Übergangs-Matrixelement des direkten Einfangs ist (siehe Gl.(2.12a)) mit

$$S_{l'l} = \langle \phi_0 Y_{l'}(I) | H_{dip} | \phi_0 Y_l(I) \rangle .$$

E_D und Γ ist die Energie des Maximums, bzw. der Breite der Dipolriesenresonanz, E_γ die Energie des emittierten Gammaquants, E_0 die Energie des Endzustands des Kerns und ΔE eine Größe, die sich nach dem Schematischen Modell von Brown [33]) ermitteln läßt als Energieabstand zwischen dem Dipolzustand und dem Mittel der ungestörten Teilchen-Loch-Zustände des Endkerns

Damit gilt für den spektralen Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma}\right)_{sd.} = \left| 1 + \frac{\Delta E}{E_0 + E_\gamma - E_D + \frac{i}{2}\Gamma} \right|^2 \left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma}\right)_{dir} \qquad (6.12)$$

Der "Vergrößerungsfaktor" des direkten Wirkungsquerschnitts kann mit den folgenden Werten berechnet werden

für $Al^{27}(n,\gamma)$ $E_D = 21$ MeV; $\Gamma = 7$ MeV (ref [34]))
$\Delta E = 9$ MeV und

für $J^{127}(n,\gamma)$ $E_D = 15$ MeV; $\Gamma = 6$ MeV (ref [35,36]))
$\Delta E = 7$ MeV.

Damit erhält man für den beobachteten E_γ-Bereich einen Vergrößerungsfaktor

$|..|^2_{Al} = 1.1 \ldots 8.4$ und $|..|^2 = 4.3 \ldots 7.2$

Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann danke ich für die Überlassung dieser interessanten Arbeit und sein Interesse an ihrem Fortgang.
Herrn Prof. Dr. N. Fiebiger bin ich für wertvolle Ratschläge und viele Diskussionen zu Dank verpflichtet.
Herrn cand. phys. F. Häring danke ich für die Aufstellung der Rechenprogramme und die Durchführung der Arbeiten an der Rechenmaschine.

Literatur

1. J.L.Perkin, L.P.O'Connor and R.F.Coleman, Proc.Phys.Soc. 72 (1958) 505
2. R.G.Willie and R.W.Fink, Phys.Rev. 118 (1960) 242
3. F.Beck, Nucl. Phys. 9 (1958/59) 140
4. A.M.Lane, Nucl.Phys. 11 (1959) 625
5. A.J.Lane and J.E.Lynn, Nucl.Phys. 11 (1959) 646
6. G.E.Brown, Nucl.Phys. 57 (1964) 339
7. C.F.Clement, A.M.Lane and J.R.Rook, Nucl.Phys.66(1965)273
8. F.Cvelbar, A.Hudoklin, M.V.Mihailović, M.Najžer and V.Ramšak, Phys.Lett. 3 (1963) 364
9. F.Cvelbar, A.Hudoklin, M.V.Mihailović, M.Najžer and V.Ramšak, Int.Conference, Antwerp 1965
10. I.Bergqvist, B.Lundberg, L.Nilsson and N.Starfelt, Phys.Lett. 19 (1966) 670 and Int.Conference, Antwerp 1965
11. B.Lundberg and N.Starfelt, Nucl.Phys. 67 (1965) 321
12. J.M.Blatt and V.F.Weißkopf, Theoretical Nuclear Physics, New York-London , 1952
13. T.D.Newton, Can.Jour.Phys. 34 (1956) 804
14. A.G.W.Cameron, Can.Jour.Phys. 36 (1958) 1040
15. P.J.Daly and P.F.D.Shaw, Nucl.Phys. 56 (1964) 322
16. P.J.Daly, J.R.Rook and P.E.Hodgson, Nucl.Phys. 56 (1964) 331
17. C.F.Clement, A.M.Lane and J.R.Rook, Nucl.Phys. 66 (1965) 293
18. H.Gutfreund and G.Rakavy, Nucl.Phys. 79 (1966) 257
19. A.Hofmann, Z.Physik 174 (1963) 57
20. 1960 Nuclear Data Tables, Nuclear Data Project, Nat.Academy of Sciences - Nat.Res.Council, Washington DC, 1961

21. W.F.Miller and W.J.Snow, ANL - 6318 (1961)

22. K.E.Brückner, Diplomarbeit, Erlangen 1965

23. K.Siegbahn, Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy, Amsterdam, 1965

24. P.M.Endt and C.van der Leun, Nucl.Phys. 34 (1962) 1

25. Nuclear Data Group, Nuclear Data Sheets, Nat. Academy of Sciences, Washington DC

26. M.H.Macfarlane and J.B.French, Rev.Mod.Phys. 32 (1960) 567

27. H.A.Enge, C.C.Angleman and D.L.Jarrell, MIT - Report, May 31 (1956) 118

28. F.Ajzenberg-Selove, Nuclear Spectroscopy, New York-London, 1960, p. 890 ff.

29. R.K.Sheline, Nucl.Phys. 2 (1956/57) 382

30. B.E.Chi, Nucl.Phys. 83 (1966) 97

31. J.P.Schiffer, Rev.Mod.Phys. 36 (1964) 1065

32. H.Knoepfel, P. Scherrer and P.Stoll, Z.Physik 156 (1959) 293

33. G.E.Brown, Unified Theory of Nuclear Models, Amsterdam 1964

34. F.Ferrero, R.Malvano, S.Menardi and O.Terracini, Nucl.Phys. 9 (1958) 32

35. B.I.Gavrilov and L.E.Lazareva, Sov.Phys. JETP 3 (1957) 871

36. E.C.Fuller, B.Petree and M.S.Weiss, Phys.Rev. 112 (1958) 554

Lebenslauf

Am 24. Sept. 1936 wurde ich in Nürnberg als Sohn des Buchhalters Wilhelm Dinter und seiner Ehefrau Trinette geb. Schiegnitz geboren.

Von 1942 bis 1946 besuchte ich die Volksschule in Nürnberg und anschließend die Oberrealschule an der Löbleinstraße in Nürnberg, wo ich im Juli 1954 die Reifeprüfung ablegte.

Nach einem einjährigen Industriepraktikum bei der Firma TeKaDe in Nürnberg begann ich im Wintersemester 1955/56 das Studium der Physik an der Universität Erlangen. Im November 1958 legte ich die Diplomvorprüfung und im Mai 1962 die Diplomhauptprüfung an der Universität Erlangen-Nürnberg ab. Vom Mai 1962 bis Juli 1963 war ich als wissenschaftl. Hilfskraft im Phys. Institut tätig. Ab. Juli 1963 wurde mir die Verwaltung der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten übertragen.

Erlangen, 30. 3. 1967

Offsetdruck - Fotodruck
Josef Hogl
8520 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz,) Tel. 22990

Offsetdruck - Fotodruck
- J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Telefon 22990 -